



# Etalonnage d'un nouveau type de détecteur bolométrique pour l'instrument PACS de l'Observatoire Spatial Herschel

Nicolas Billot

## ► To cite this version:

Nicolas Billot. Etalonnage d'un nouveau type de détecteur bolométrique pour l'instrument PACS de l'Observatoire Spatial Herschel. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00292030

**HAL Id: tel-00292030**

**<https://theses.hal.science/tel-00292030>**

Submitted on 30 Jun 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT  
UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11  
Ecole doctorale Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France

Présentée pour obtenir le grade de  
**Docteur en sciences physiques de l'Université Paris-Sud 11**

Spécialité :  
**Astronomie et Instrumentations Associées**

par :  
**Nicolas BILLOT**

---

**Étalonnage d'un nouveau type de détecteur bolométrique pour  
l'instrument PACS de l'Observatoire Spatial Herschel**

---

Soutenue le 19 Décembre 2007  
devant la commission d'examen composée de :

Pr. Guillaume Pineau-des-Forêts ..... Président du jury  
Dr. Marc Sauvage ..... Directeur de thèse  
Dr. Jean-Philippe Bernard ..... Rapporteur  
Dr. Bruno Maffei ..... Rapporteur  
Dr. Albrecht Poglitsch ..... Examineur  
Dr. François-Xavier Désert ..... Examineur

*à Delphine, Noah, ma famille ...*

*Le doute est le premier pas vers la science ou la vérité ;  
celui qui ne discute rien ne s'assure de rien ;  
celui qui ne doute de rien ne découvre rien.*

Denis Diderot, l'Encyclopédie.

# Résumé

La mission Herschel est un des projets phare du programme scientifique de l'agence spatiale européenne (ESA). Son objectif est d'explorer le ciel dans l'une des régions du spectre électromagnétique les moins connues à ce jour : l'infrarouge lointain. Sa résolution, sa sensibilité mais aussi son domaine spectral font de Herschel un observatoire unique et parfaitement adapté à l'étude des mécanismes de formation d'étoiles et d'évolution des galaxies. Parmi les autres thèmes scientifiques qui bénéficieront des observations Herschel se trouvent les noyaux actifs de galaxie, les disques circumstellaires ou encore les comètes de notre système solaire.

De nombreux instituts de recherche ont participé à l'élaboration de ce projet ambitieux, notamment le CEA qui a développé un nouveau type de détecteur bolométrique pour le photomètre de l'instrument Herschel/PACS.

Ce manuscrit rend compte du travail de recherche que j'ai effectué au Service d'Astrophysique du CEA dans le cadre de ma thèse de doctorat. Ma tâche a consisté d'une part à développer une procédure de caractérisation adaptée aux nouvelles matrices de bolomètres du CEA, et d'autre part à réaliser l'étalonnage du photomètre PACS et à optimiser ses performances dans les différents modes d'observation ouverts à la communauté astronomique.

Dans ce manuscrit, je présenterai les grandes lignes de l'astronomie infrarouge de la découverte du rayonnement infrarouge par William Herschel à la réalisation de l'Observatoire Spatial Herschel. Je décrirai également les développements d'hier et d'aujourd'hui dans le domaine de la bolométrie refroidie afin de mettre en perspective les innovations apportées par le CEA, à savoir la fabrication collective de bolomètres, la thermométrie haute impédance, le multiplexage à froid et l'absorption du rayonnement par cavité résonante. J'exposerai ensuite le principe de fonctionnement des matrices de bolomètres, étape nécessaire pour comprendre la problématique de la procédure de caractérisation que nous avons mise au point. Puis je présenterai et analyserai en détail les résultats obtenus lors de la campagne d'étalonnage du Photomètre PACS qui s'est achevée en Juin 2007. Enfin, je traduirai les mesures réalisées en laboratoire en terme de performances « observationnelles » du Photomètre PACS.



## Abstract

The Herschel mission is a major project at the core of the European Space Agency (ESA) scientific program. The space telescope will perform observations of the Universe in the far-infrared regime of the electromagnetic spectrum, which still remains little-known today. With its spatial resolution, sensitivity and spectral range (60 to 670  $\mu\text{m}$ ) Herschel will provide astronomers with unique opportunities to decipher many aspects of star formation mechanisms and galaxy evolution. Various fields in astrophysics such as active galactic nuclei, circumstellar disks or solar system objects will also benefit from Herschel observations.

Among the many research institutes involved in the development and exploitation of this challenging observatory, the CEA designed a novel type of bolometric detectors to equip the photometer of the PACS instrument on-board the Herschel satellite.

In this thesis, I will report on the work I produced during my doctorate at the *Service d'Astrophysique du CEA*. My task was twofold, I developed a characterisation procedure that takes advantage of unique features of CEA filled bolometer arrays and I applied it to calibrate the PACS photometer and optimize its performances in the various observing modes open to the scientific community.

In this manuscript, I will present the basics of infrared astronomy from its very beginning in 1800 to the European Space Agency's Herschel Space Observatory. I will then describe past and present developments in cryogenic bolometers, emphasising new concepts introduced by CEA, that is to say the collective manufacturing of bolometer arrays, the high impedance thermometers, the cold multiplexing and the use of a resonant cavity to optimize absorption of electromagnetic radiation. I will follow with an explanation of the working principles of CEA bolometer arrays, a prerequisite to grasp the strategy of the characterisation procedure that we developed. I will then expose and analyse thoroughly the results that we obtained during the calibration campaign of the PACS photometer. Finally, I will express detector performances in terms of « observational » performances that future PACS users can comprehend.

# Remerciements

<sup>‡‡</sup>Durant ces trois années passées au Service d'Astrophysique du CEA, j'ai eu la chance de côtoyer et de travailler avec de nombreuses personnes, toutes avec des personnalités hors du commun et bien souvent une grande gentillesse. Ces rencontres ont été incroyablement enrichissantes et instructives. Je suis particulièrement reconnaissant envers mes trois chefs, Marc Sauvage le premier, car il a pris sur lui la responsabilité de m'amener vivant jusqu'au doctorat. Merci Marc pour ta perspicacité à toute épreuve, pour ton écoute et ta confiance. Je reste dans le projet PACS, nous continuerons donc à travailler et, je l'espère, à publier ensemble. Merci à Olivier Boulade pour son esprit purement cartésien, son grand appétit pour les bonnes choses de la vie (tes gargantuesques repas bolomètres me manquent déjà!), et aussi pour nos maintes discussions sur la technique et la physique des détecteurs. Merci à Louis Rodriguez pour sa patience et son ouverture d'esprit (et aussi son légendaire romantisme scientifique). Tu es et tu resteras à mes yeux le grand gourou des bolomètres, tu m'as tout appris sur les bolos PACS et je t'en suis vraiment reconnaissant. Koryo Okumura m'a aussi tellement appris. C'est avec toi que j'ai le plus souvent travaillé pendant ma thèse et notre collaboration a été sans nulle doute la plus productive que j'ai jamais eu. Merci pour tes maintes histoires des sciences, pour les nombreux restaurants et weissbier que nous avons partagés à Munich. Merci pour tout. Merci également aux rapporteurs de ma thèse, Bruno Maffei et Jean-Phillipe Bernard, pour avoir examiné attentivement et avec pertinence le manuscrit, et aux autres membres du Jury, Xavier Désert, Albrecht Poglitsch et Guillaume Pineau-des-Forêts, pour leur participation active à la soutenance.

Merci aussi à René Gastaud, un personnage unique et très attachant. Merci à Frédérique Motte pour sa gentillesse et ses multiples conseils scientifiques et pratiques. Merci à Laurent Vigroux pour ces nombreuses lettres de recommandation et son soutien pour le postdoc à IPAC. Merci à Hervé Aussel pour ses conseils informatiques qui souvent me débloquent. Merci à Daniel Dang, Mister D, pour ses précieuses imageries et son esprit aléatoire tout à fait indiscernable. Il est toutefois regrettable qu'il est dû quitter notre équipe aussi brutalement.

Merci aux acteurs de l'ICC PACS qui nous ont aidé lors des tests au MPE : Ekki W., Thomas M., Helmut F., Diego C., Alessandra C., Gerd J., Dieter L., Albrecht P., Michael W., Pierre R., Bart V., Babar A., Dave F., Bruno A. et Roland V..

Merci aussi aux gens du labo avec qui j'ai beaucoup apprécié travailler et papoter : Eric Doumayrou, Benoît Horeau, Jérôme Martignac, Yannick Le Pennek, Norma Hurtado (on se retrouve au Chili...), Thierry Orduna, Michel Lortholary, Christelle Cloué, Gérard, Manu (j'espère que tu as retrouvé tes deux bras et ta bonne humeur), Cyril et François.

Sans oublier tous les autres permanents et volatiles du CEA et d'ailleurs avec qui j'ai partagé des moments agréables ces trois dernières années, la liste est longue et dans le désordre : Suzanne, Olivier L., Phillipe F., little Bobby, Ludo, Matthieu, Guillaume, Mickey, Pierrot, Marie-Lyse, Robert, Angélie, Nico, Isabelle LeM., Jean F., Pierre-Olivier L., Eric P., Alain G., Marion,

---

<sup>‡‡</sup>Par avance, milles excuses à tous ceux que j'ai oublié...

Michel T., Matthias, Fabio, Vincent M., Vincent R., Claire Z., Didier D., Dimitra K., Fred M., Jeff S., Jérémite B., Pacôme D., Faustine F., David E., Julio R., Médéric B., Joel B., Savita M., Sergei A., Estelle D., Pascal G., Sacha H., Pascal L., Nestor H., Pascale P., Nico S. et Aurélie, Nico M. (futur docteur ?) et Anne-Po, Trioux, Burns, Fabricio et bien d'autres encore...

Merci à Lady de Nantes, une grande dame qui a fait mourir de rire mes collègues à plusieurs reprises. Merci à la plateforme de l'escalier de secours de la petite aile du premier étage pour m'avoir supporté pendant mes innombrables pauses clopes.

Enfin, je voudrais remercier chaleureusement ma famille qui m'a toujours soutenu et sans qui je ne serais jamais arrivé jusque là. Et par dessus tout, je remercie Delphine, ma moitié, qui m'encourage et me supporte depuis près de 10 ans maintenant, et qui m'a récemment donné le plus beau bébé de mon univers observable.

Merci.

# Préambule

Ce manuscrit représente l'aboutissement de mon travail de doctorat, trois années dédiées à l'étalonnage du Photomètre HERSCHEL/PACS. Il s'agit donc d'une thèse instrumentale. J'insiste. Le travail des instrumentalistes, lorsqu'il est bien fait, reste peu visible par la communauté astronomique ; pourtant, l'instrumentation pour l'astronomie est un sujet tout-à-fait passionnant. D'une part parce que les outils d'observation sont aujourd'hui indispensables et qu'ils permettent aux astrophysiciens de confronter les prévisions de leurs modèles aux observables de notre Univers (les avancées techniques sont d'ailleurs souvent suivies de découvertes scientifiques majeures), et d'autre part parce que c'est un domaine de recherche très stimulant et compétitif qui se trouve généralement à la pointe de notre connaissance technologique. Les instruments modernes de l'astronomie sont des systèmes de plus en plus complexes, surtout lorsqu'il s'agit d'instruments embarqués sur satellite, et leur réalisation nécessite généralement l'implication de plusieurs centaines de personnes sur plus d'une dizaine d'années. C'est le cas par exemple de l'instrument PACS sur lequel j'ai eu la chance de travailler pendant ma thèse.

Bien que le travail présenté dans ce manuscrit soit original et personnel, j'ai décidé de rédiger ma thèse à la première personne du pluriel car de nombreuses personnes ont contribué à son succès et plus généralement au succès de la campagne d'étalonnage du Photomètre PACS. Il serait donc présomptueux de m'attribuer tout le mérite du travail accompli. Le *nous* que j'utiliserai tout au long de la narration regroupe donc l'équipe bolomètre de Saclay ainsi que le groupe ICC PACS. Je préciserai d'ailleurs le nom des personnes avec qui j'ai collaboré au début de chaque chapitre. Toutefois, par souci d'exactitude, je me dois de préciser brièvement quelle a été ma contribution au projet PACS PhFPU. J'ai personnellement réalisé les mesures de performances des matrices de bolomètres au niveau détecteur à Saclay et au niveau instrument au MPE. Avec l'aide de Koryo Okumura, j'ai réduit et analysé les données collectées. Avec Louis Rodriguez et Olivier Boulade, j'ai mis au point une procédure d'étalonnage adaptée au fonctionnement des matrices. J'ai également développé un programme, en IDL et en Jython, qui permet de prédire le réglage des détecteurs afin de minimiser la saturation de l'électronique de lecture. Enfin, résultats « observables » par la communauté astronomique, j'ai traduit les performances instrumentales mesurées en laboratoire en termes de performances observationnelles pour le Photomètre PACS. Cependant, je n'ai pas contribué à la conception des matrices de bolomètres du PhFPU, ni aux tests de vibration ou d'irradiation. Je n'ai pas non plus participé à la manipulation des détecteurs, c'est-à-dire à l'aspect cryogénique des bancs de test ou à l'intégration des détecteurs.

À propos des figures utilisées dans ce manuscrit, je citerai systématiquement la source des images empruntées ; l'absence de source signifiera donc que je suis l'auteur de la figure. Par ailleurs, le lecteur rencontrera deux types de graphique tout à fait reconnaissable : les courbes de type IDL, qui s'appliquent généralement aux données obtenues à Saclay lors des tests réalisés

au niveau détecteur, ainsi que les courbes de type IA<sup>1</sup>, qui se réfèrent uniquement aux résultats obtenus à Garching lors de l'étalonnage du Photomètre PACS. J'ai de plus évité l'usage d'anglicismes dans le texte, mais cet exercice s'est avéré relativement difficile puisque nous travaillons tous les jours avec des termes anglosaxons qui, une fois traduits en français, perdent généralement leur sens technique.

Enfin, je tiens à mentionner mon intérêt grandissant pour l'histoire des sciences car son étude permet de mettre en perspective les connaissances actuelles. Durant ma thèse, je me suis en particulier documenté sur le travail de Sir William Herschel et de Samuel Langley, deux grands hommes de science du XVIII<sup>e</sup> et XIX<sup>e</sup> siècle respectivement. Le lecteur trouvera dans les premiers chapitres de ce manuscrit quelques descriptions de leurs travaux dont le sujet présente un intérêt pour la suite de la thèse.

Bonne lecture...

---

<sup>1</sup>*Interactive Analysis* est le nom donné au logiciel développé par les groupes ICC pour manipuler et analyser les données des instruments de l'observatoire Herschel.

# Table des matières

Résumé/Abstract . . . . .	iii
Remerciements . . . . .	v
Préambule . . . . .	vii
Table des figures . . . . .	xiii
Liste des tableaux . . . . .	xvii
Glossaire . . . . .	xix
<b>1 Une brève histoire de l’astronomie infrarouge : de Herschel à Herschel</b>	<b>1</b>
1.1 La naissance de l’astronomie infrarouge . . . . .	1
1.2 L’Univers infrarouge et (sub-)millimétrique . . . . .	5
1.2.1 Les émetteurs de rayonnement . . . . .	6
1.2.2 Les détecteurs de rayonnement . . . . .	11
1.2.3 Observations du ciel dans l’infrarouge lointain et le (sub-)millimétrique . . . . .	16
1.3 L’Observatoire Spatial Herschel . . . . .	20
1.3.1 La mission Herschel et ses objectifs scientifiques . . . . .	20
1.3.2 Le satellite . . . . .	25
1.3.3 Le photomètre de PACS . . . . .	29
<b>2 La bolométrie</b>	<b>37</b>
2.1 Des détecteurs thermiques . . . . .	37
2.1.1 De la thermopile à l’invention du bolomètre . . . . .	37
2.1.2 Généralités et principes de fonctionnement . . . . .	40
2.1.3 Les sources de bruit . . . . .	46
2.2 L’avènement des bolomètres sur les grands télescopes . . . . .	50
2.2.1 Les bolomètres résistifs . . . . .	50
2.2.2 Les bolomètres supraconducteurs . . . . .	54
2.2.3 Couplage optique des bolomètres et remplissage du plan focal . . . . .	56
<b>3 Les matrices de bolomètres du Photomètre Herschel/PACS</b>	<b>63</b>
3.1 Les matrices de bolomètres du CEA : principes novateurs . . . . .	63
3.1.1 Contexte et motivations . . . . .	63
3.1.2 Pertinence du concept et innovations technologiques . . . . .	64
3.1.3 Description générale de l’architecture des matrices . . . . .	66
3.2 Propriétés physiques des matrices de bolomètres . . . . .	70
3.2.1 La grille absorbante : le motif de la matrice . . . . .	70
3.2.2 Les thermomètres . . . . .	73
3.2.3 La cavité résonante . . . . .	77
3.3 L’électronique de lecture . . . . .	82
3.3.1 L’électronique froide . . . . .	82
3.3.2 Les modes de lecture . . . . .	84

<b>4</b>	<b>La procédure d'étalonnage</b>	<b>91</b>
4.1	Contexte et stratégie . . . . .	91
4.1.1	Des outils existants inutilisables . . . . .	92
4.1.2	La reformulation du problème . . . . .	95
4.2	L'électronique de lecture . . . . .	99
4.3	L'exploration des ponts bolométriques et de leurs points milieux . . . . .	103
4.3.1	Mesure, calcul et interprétation des points milieux . . . . .	103
4.3.2	Les rapports d'impédance . . . . .	108
4.4	La prédiction du réglage des détecteurs . . . . .	113
<b>5</b>	<b>Les mesures de performance</b>	<b>117</b>
5.1	La sensibilité des bolomètres . . . . .	117
5.1.1	Les mesures de réponse . . . . .	118
5.1.2	Les mesures de bruit . . . . .	120
5.1.3	Le calcul de la <i>NEP</i> . . . . .	124
5.2	La non-linearité des bolomètres . . . . .	126
5.2.1	Bonus de la procédure d'étalonnage . . . . .	126
5.2.2	La réponse statique . . . . .	129
5.3	Le temps de réponse des bolomètres . . . . .	131
5.3.1	Constante de temps et fréquence de coupure . . . . .	132
5.3.2	Les mesures dynamiques . . . . .	136
5.3.3	Les mesures statiques . . . . .	141
5.4	Analyse comparée DDCS/Direct . . . . .	145
5.4.1	Le point sur les différents séquenceurs . . . . .	145
5.4.2	Mesures de bruit . . . . .	147
5.4.3	Mesures de réponse . . . . .	148
5.4.4	Sensibilité . . . . .	151
5.5	Résultats récents . . . . .	151
5.5.1	Le séquenceur du mode DDCS . . . . .	152
5.5.2	La fréquence d'échantillonnage . . . . .	153
5.5.3	Le cross-talk électrique . . . . .	155
5.5.4	Les mesures de constante de temps . . . . .	155
5.5.5	Les courbes IV globales . . . . .	156
<b>6</b>	<b>Du laboratoire à l'observatoire</b>	<b>159</b>
6.1	De la <i>NEP</i> détecteur à la sensibilité télescope . . . . .	159
6.2	La dynamique du Photomètre PACS . . . . .	163
6.3	La dérive du signal . . . . .	164
6.4	Balayage du ciel . . . . .	168
6.4.1	Le mode d'observation par balayage . . . . .	168
6.4.2	Vitesse de balayage et réglage des bolomètres . . . . .	170
6.4.3	Taux de compression et vitesse de balayage . . . . .	176
6.4.4	Compression à bord, vitesse et angle de balayage . . . . .	178
<b>7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>185</b>
7.1	Pour les futurs développements . . . . .	185
7.2	Conclusions et perspectives . . . . .	187

---

<b>A Publications</b>	<b>203</b>
A.1 Astronomy & Astrophysics . . . . .	203
A.2 SPIE . . . . .	215
A.3 NIM-A . . . . .	227
A.4 RADECS 2006 . . . . .	233
A.5 Rapport sur les bandes passantes . . . . .	237
<b>B Densités spectrales des 9 combinaisons du séquenceur PACS</b>	<b>255</b>
<b>C La dynamique de BOLC</b>	<b>257</b>
<b>D Configuration des plans focaux de vol du Photomètre PACS</b>	<b>259</b>
<b>E Estimateur et densités spectrales de bruit</b>	<b>263</b>





# Table des figures

1.1	Caroline et William Herschel . . . . .	2
1.2	Découverte de l'infrarouge : les couleurs calorifiques . . . . .	4
1.3	Spectre du rayonnement calorifique mesuré par Herschel en 1800 . . . . .	5
1.4	Densité spectrale d'énergie d'une galaxie . . . . .	7
1.5	Le ciel infrarouge vu par IRAS . . . . .	8
1.6	Chauffage de la poussière interstellaire . . . . .	9
1.7	Carte de vitesse de la Galaxie en CO . . . . .	11
1.8	Évolution de notre vision du CMB (Penzias & Wilson, COBE et WMAP) . . . . .	12
1.9	Courbes de transmission de l'atmosphère au-dessus du Cerro Chajnantor . . . . .	17
1.10	L'Observatoire Herschel (+Planck) sous la coiffe de Ariane 5 . . . . .	22
1.11	Couverture spectrale de Herschel et spectres d'ULIRGs . . . . .	24
1.12	Point de Lagrange L2 . . . . .	25
1.13	Les instruments du satellite Herschel dans le cryostat . . . . .	27
1.14	Le plan focal de l'Observatoire Herschel . . . . .	28
1.15	Les voies bleue et rouge du PhFPU . . . . .	30
1.16	Courbes de transmission pour le Photomètre PACS . . . . .	31
1.17	Photographie des deux BFP du PhFPU . . . . .	32
1.18	Observation de Ursa Major avec PACS ! . . . . .	32
1.19	Le cryo-réfrigérateur de PACS . . . . .	34
1.20	Courbes de recyclage du cryo-réfrigérateur . . . . .	36
2.1	Schéma du premier bolomètre (1881) . . . . .	39
2.2	Spectre du Soleil dans l'infrarouge proche (1896) . . . . .	40
2.3	Schéma électrique et thermique d'un bolomètre typique . . . . .	42
2.4	Bolomètres <i>spiderweb</i> du JPL . . . . .	53
2.5	Bolomètres spiderweb avec thermomètre TES pour APEX-SZ . . . . .	56
2.6	Bolomètres avec et sans cornets . . . . .	58
2.7	Bolomètres à antennes de Berkeley pour l'instrument PolarBear . . . . .	60
3.1	Première matrice de bolomètres fonctionnelle en 1999. . . . .	65
3.2	Photographie de l'hybridation par billes d'indium . . . . .	67
3.3	Photographie et schéma explicatif d'une matrice de bolomètres . . . . .	68
3.4	Diagramme électrique d'une matrice de bolomètres . . . . .	69
3.5	Vues rapprochées du circuit de détection . . . . .	71
3.6	Ajustement avec loi d'Efros modifiée pour les thermomètres Si:P:B . . . . .	74
3.7	Photographie d'un thermomètre PACS en configuration mesa . . . . .	76
3.8	Impédance des thermomètres PACS en fonction de la température et de la tension . . . . .	78
3.9	Absorption absolue des matrices PACS . . . . .	80
3.10	Absorption des matrices de bolomètres modifiées . . . . .	81
3.11	Schéma détaillé de l'électronique de lecture du Photomètre PACS . . . . .	83

3.12	Évolution temporelle du signal d'entrée de <i>BOLC</i> en mode DDCS . . . . .	87
3.13	Évolution temporelle du signal au PEL d'un pixel en mode DDCS . . . . .	89
4.1	Exemple de courbes I-V mesurées pour un bolomètre de Planck/HFI . . . . .	95
4.2	Signal typique d'un bolomètre . . . . .	98
4.3	Carte des $V_{ref}$ : image de l'électronique de lecture . . . . .	100
4.4	Fonction de transfert de l'électronique de lecture . . . . .	101
4.5	Gain et bruit de l'électronique de lecture . . . . .	102
4.6	Schéma simplifié du pont bolométrique . . . . .	104
4.7	Carte et dispersion de points milieux BFP bleu . . . . .	105
4.8	Évolution des points milieux avec le flux et la tension de polarisation . . . . .	106
4.9	Évolution des rapports d'impédance avec le flux et la tension de polarisation . . . . .	110
4.10	Rapports d'impédance du BFP bleu avec un offset de 100 mV sur les points milieux . . . . .	112
4.11	Dispersion des points milieux en fonction de la tension de polarisation . . . . .	113
4.12	Prédiction du réglage des ponts bolométriques et des tensions de référence . . . . .	116
5.1	Évolution de la réponse des bolomètres . . . . .	119
5.2	Carte et dispersion de la réponse des bolomètres sur le BFP bleu . . . . .	120
5.3	Spectre de bruit typique d'un bolomètre PACS . . . . .	121
5.4	Évolution du bruit des bolomètres . . . . .	122
5.5	Carte et dispersion du bruit des bolomètres sur le BFP bleu . . . . .	123
5.6	Évolution de la <i>NEP</i> des bolomètres . . . . .	125
5.7	Carte et dispersion de la <i>NEP</i> des bolomètres sur le BFP bleu . . . . .	125
5.8	Courbe d'étalonnage de la non-linéarité d'un bolomètre . . . . .	127
5.9	Comparaison des réponses statique et dynamique . . . . .	129
5.10	Simulation du filtre passe-bas dans l'espace direct . . . . .	133
5.11	Commensurabilité fréquence chopper/fréquence d'échantillonnage . . . . .	134
5.12	Mesures dynamiques de la constante de temps . . . . .	137
5.13	Carte et dispersion de la fréquence de coupure des bolomètres du BFP bleu . . . . .	139
5.14	Corps étranger et pixel lent . . . . .	140
5.15	Évolution des spectres simulés avec la fréquence de coupure . . . . .	142
5.16	Mesures de constantes de temps à partir de densités spectrales de bruit . . . . .	143
5.17	Densité spectrale de bruit des trois séquenceurs principaux . . . . .	146
5.18	Comparaison du bruit en mode DDCS et direct pour les BFP bleu et rouge . . . . .	148
5.19	Comparaison de la réponse en mode DDCS et direct pour les BFP bleu et rouge . . . . .	149
5.20	Sous-estimation de la réponse en mode DDCS . . . . .	150
5.21	Comparaison de la <i>NEP</i> en mode DDCS et direct pour les BFP bleu et rouge . . . . .	151
5.22	Densités spectrales de bruit et fréquence d'échantillonnage . . . . .	154
5.23	Mesures dynamiques de la constante de temps réalisées au MPE . . . . .	156
5.24	Courbes I-V du BFP bleu du modèle de rechange du Photomètre PACS . . . . .	157
5.25	Modélisation des bolomètres du BFP bleu du modèle de rechange PACS . . . . .	158
6.1	Histogramme des points milieux des BFP bleu et rouge . . . . .	163
6.2	Stabilité des bolomètres : espace de Fourier Vs variance d'Allan . . . . .	165
6.3	Stabilisation des détecteurs après allumage . . . . .	167
6.4	Principe d'une observation en mode balayage . . . . .	169
6.5	Efficacité du mode d'observation par balayage . . . . .	170
6.6	Simulations de balayage et dégradation de PSF (6 vitesses) . . . . .	173
6.7	Simulations de balayage pour 4 constantes de temps . . . . .	175
6.8	Simulation de PSF balayées et compression à bord . . . . .	177
6.9	Profils des PSF simulées et compression à bord . . . . .	178

---

6.10 Échantillonnage Nyquist sur les deux plans focaux . . . . .	179
6.11 Déplacement d'un pixel en mode de balayage . . . . .	180
6.12 Précision de reconstruction de cartes balayées . . . . .	181



# Liste des tableaux

5.1	Paramètres d'ajustement des densités spectrales de bruit . . . . .	144
5.2	NEP du Photomètre PACS en modes direct et DDCS . . . . .	152
5.3	Fréquence de coupure des BFP bleu et rouge . . . . .	155
6.1	Valeurs numériques utilisées pour le calcul de sensibilité . . . . .	162
6.2	Sensibilité du Photomètre PACS en modes direct et DDCS . . . . .	162
6.3	Dynamique du Photomètre PACS . . . . .	164
6.4	Dégradation de la PSF en fonction de la vitesse de balayage . . . . .	172
6.5	Dégradation de la PSF en fonction de la constante de temps . . . . .	174
6.6	Angles de balayage à éviter pour échantillonner à Nyquist . . . . .	182



# Glossaire

<b>ADC</b>	<i>Analog-to-Digital Converter</i>
<b>ALMA</b>	<i>Atacama Large Millimeter Array</i>
<b>APEX</b>	<i>Atacama Pathfinder <b>EX</b>periment</i>
<b>ArTéMIS</b>	<i><b>A</b>rchitecture de bolomètres pour des <b>T</b>élescopes à grand champs de vue dans le domaine sub-<b>M</b>illimétrique au <b>S</b>ol</i>
<b>BFP</b>	<i>Bolometer <b>F</b>ocal <b>P</b>lane</i>
<b>BOLC</b>	<i><b>BOL</b>ometer <b>C</b>ontrol (électronique chaude du PhFPU)</i>
<b>BLIP</b>	<i><b>B</b>ackground <b>L</b>imited <b>I</b>nfrared <b>P</b>hotodetector</i>
<b>BU</b>	<i><b>B</b>uffer <b>U</b>nit</i>
<b>CEA</b>	<i>Commissariat à l'Énergie Atomique</i>
<b>CD</b>	<i><b>C</b>ircuit de <b>D</b>étection</i>
<b>CL</b>	<i><b>C</b>ircuit de <b>L</b>ecture</i>
<b>CCAT</b>	<i>Cornell Caltech Atacama Telescope</i>
<b>CMB</b>	<i>Cosmic Microwave <b>B</b>ackground</i>
<b>CNES</b>	<i>Centre National Études Spatiales</i>
<b>CQM</b>	<i>Cryogenic <b>Q</b>ualification <b>M</b>odel</i>
<b>CSO</b>	<i>Caltech Submillimeter Observatory</i>
<b>DAPNIA</b>	<i>Département d'Astrophysique, de physique des <b>P</b>articules, de physique <b>N</b>ucléaire et de l'<b>I</b>nstrumentation <b>A</b>ssociée</i>
<b>DCMB</b>	<i>Développement Concerté de <b>M</b>atrices de <b>B</b>olomètres</i>
<b>DDCS</b>	<i>Double <b>D</b>ifferential <b>C</b>orrelated <b>S</b>ampling</i>
<b>ESA</b>	<i>European <b>S</b>pace <b>A</b>gency</i>
<b>FET</b>	<i><b>F</b>ield <b>E</b>ffect <b>T</b>ransistor</i>
<b>FIRST</b>	<i><b>F</b>ar-<b>I</b>nfra<b>R</b>ed <b>S</b>pace <b>T</b>elescope</i>
<b>FM</b>	<i><b>F</b>light <b>M</b>odel</i>
<b>FPU</b>	<i><b>F</b>ocal <b>P</b>lane <b>U</b>nit</i>
<b>FS</b>	<i><b>F</b>light <b>S</b>pare</i>
<b>FTS</b>	<i><b>F</b>ourier <b>T</b>ransform <b>S</b>pectrometer</i>
<b>HEB</b>	<i><b>H</b>ot <b>E</b>lectron <b>B</b>olometer</i>
<b>HEMT</b>	<i><b>H</b>igh <b>E</b>lectron <b>M</b>obility <b>T</b>ransistor</i>
<b>HIFI</b>	<i><b>H</b>eterodyne <b>I</b>nstrument for the <b>F</b>ar-<b>I</b>nfrared</i>
<b>HSC</b>	<i><b>H</b>erschel <b>S</b>cience <b>C</b>enter</i>



---

HSO	<i>Herschel Space Observatory</i>
IR	<i>InfraRouge</i>
IRAM	<i>Institut de Radio Astronomie Millimétrique</i>
IRAS	<i>InfraRed Astronomical Satellite</i>
ISO	<i>Infrared Space Observatory</i>
Jy	<i>Jansky</i> , $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W/m}^2/\text{Hz}$
JCMT	<i>James Clerk Maxwell Telescope</i>
LETI	<i>Laboratoire d'électronique et de Technologie de l'Information</i>
LIR	<i>Laboratoire InfraRouge</i>
MPE	<i>Max-Planck-institut für Extraterrestrische Physik</i>
NEP	<i>Noise Equivalent Power</i>
NHSC	<i>NASA Herschel Science Center</i>
OGSE	<i>Optical Ground Segment Equipment</i>
PACS	<i>Photodetector Array Camera and Spectrometer</i>
PAH	<i>Polycyclic Aromatic Hydrocarbons</i>
PEL	<i>Point Élémentaire de Lecture</i>
PhFPU	<i>Photometer Focal Plane Unit</i>
PSF	<i>Point Spread Function</i>
SAp	<i>Service d'Astrophysique du CEA/DSM/DAPNIA</i>
SBT	<i>Service des Basses Températures du CEA</i>
SCUBA	<i>Submillimeter Common-User Bolometer Array</i>
SED	<i>Spectral Energy Distribution</i>
SPIRE	<i>Spectral and Photometric Imaging and REceiver</i>
SQUID	<i>Superconducting QUantum Interference Device</i>
TES	<i>Transition-Edge Sensor</i>
ULIRG	<i>Ultra Luminous InfraRed Galaxy</i>
UV	<i>Ultra Violet</i>

# Chapitre 1

## Une brève histoire de l’astronomie infrarouge : de Herschel à Herschel

Ce chapitre d’introduction est destiné à donner le contexte de l’astronomie infrarouge et submillimétrique telle que nous la connaissons aujourd’hui. La découverte par William Herschel du rayonnement thermique infrarouge sera notre point de départ. Nous donnerons ensuite une brève description de notre Univers vu dans l’infrarouge lointain en insistant sur les phénomènes physiques émetteurs de rayonnement, ainsi que sur les différents types de détecteurs et méthodes d’observation utilisés par les astronomes pour scruter le ciel dans ce domaine du spectre électromagnétique. Enfin, nous présenterons le projet Herschel, grand observatoire de l’agence spatiale européenne, qui abrite l’instrument que nous avons étalonné, Herschel/PACS, et qui fait l’objet de ce manuscrit.

### 1.1 La naissance de l’astronomie infrarouge

Les mots *infrarouge*, *rayons X*, *radio* ou encore *micro-onde* sont aujourd’hui rentrés dans le vocabulaire courant, et il semble évident que la lumière ne s’arrête pas au domaine visible du spectre électromagnétique mais s’étend au-delà et en-deça de ce que nos yeux nous permettent de voir. La première personne qui montra l’existence d’un rayonnement invisible à l’œil mais qui se comporte pourtant comme la lumière visible s’appelle William Herschel. Il fit cette découverte en 1800 en étudiant le « pouvoir des couleurs prismatiques à illuminer et à chauffer les objets » (Herschel 1800c). Je tiens à commencer ce manuscrit par ce qui représente la naissance de l’astronomie infrarouge ; le but étant de mettre en perspective l’évolution de notre connaissance du monde infrarouge tel que nous le voyons aujourd’hui, mais aussi de montrer à quel point il est fascinant de voir comment un homme armé d’un simple thermomètre, d’un prisme et d’une bonne dose de curiosité a pu ouvrir une nouvelle voie d’investigation pour les sciences du XIX<sup>e</sup> siècle.

Friederich Wilhelm Herschel est né en 1738 à Hannover en Allemagne (il fut naturalisé anglais en 1793 et pris le nom de William Herschel). Il quitta son pays à l’âge de 18 ans pour rejoindre l’Angleterre où il enseigna la musique dans la ville de Bath. Il était joueur-compositeur



FIG. 1.1 Portraits de Caroline (1829) et William Herschel (1819) extraits de Dreyer et al. (1912). Les peintures sont de Tielemann (à gauche) et Artaud (à droite).

de haut-bois et vivait exclusivement de sa musique. En 1773, Herschel s'intéressa à l'astronomie et acheta les outils qui lui permirent de fabriquer son premier télescope. Il consacra les années qui suivirent à la construction de télescopes et à l'observation du ciel nocturne. Herschel est aujourd'hui connu pour son télescope de 12 m de longueur focale (le plus grand à l'époque), pour sa découverte de la planète Uranus<sup>1</sup>, pour son catalogue d'étoiles doubles et bien sûr pour sa découverte du rayonnement infrarouge. Pendant toute sa carrière d'astronome au service du Roi George III d'Angleterre, il travailla avec sa sœur, Caroline Herschel, qui était son assistante et l'aidait dans son exploration systématique du ciel. Caroline Herschel était également une observatrice chevronnée ; elle découvrit de nombreuses comètes et publia elle aussi un catalogue d'étoiles doubles. La figure 1.1 montre les portraits de Caroline et William Herschel.

La contribution de Sir William Herschel en astronomie a été considérable dans de nombreux domaines, en atteste la collection impressionnante de papiers rassemblés dans l'ouvrage présenté par Dreyer et al. (1912). Je vais maintenant me concentrer sur une courte période de sa vie, quelques mois de l'année 1800 pour être plus précis, durant laquelle il a étudié le spectre solaire et a découvert l'existence du rayonnement infrarouge qu'il appelle la chaleur radiative, ou *radiant heat* en anglais.

---

<sup>1</sup>Herschel donna initialement le nom de *Georgium Sidius* à la planète qu'il venait de découvrir en l'honneur de son Roi George III.

« *Radiant heat will at least, if not chiefly, consist, if I may be permitted the expression, of invisible light; that is to say, of rays coming from the sun, that have such a momentum as to be unfit for vision. And, admitting, as is highly probable, that the organs of sight are only adapted to receive impressions from particles of a certain momentum, it explains why the maximum of illumination should be in the middle of the refrangible rays; as those which have greater or less momenta, are likely to become equally unfit for impressions of sight.* »

Extrait du texte original de William Herschel dans les *Philosophical Transactions* (1800).

Herschel utilise un prisme de verre pour diffracter la lumière du Soleil et place trois thermomètres sur une table sur laquelle se projette le spectre solaire (cf gravures de la figure 1.2). Deux de ces thermomètres sont utilisés comme étalons pour mesurer les variations de la température ambiante<sup>2</sup>. Il déplace le troisième thermomètre pour mesurer l'élévation de température associée à chacune des « couleurs prismatiques ». Il s'aperçoit alors que la température continue d'augmenter alors que le thermomètre a déjà dépassé le spectre visible du côté de la couleur rouge. Il vient de détecter pour la première fois le rayonnement infrarouge émis par le Soleil.

Herschel pense que la chaleur radiative doit être réfractée par le prisme de la même manière que la lumière visible, mais que notre œil n'est pas capable de détecter ce rayonnement calorifique (il suppose que les particules de lumière infrarouge ont trop, ou pas assez, d'énergie pour impressionner notre rétine). Il poursuit donc ses recherches sur la réfrangibilité des « rayons solaires et terrestres qui occasionnent de la chaleur ». Il utilise toujours son prisme de verre mais réalise également des expériences avec des miroirs et des lentilles pour tester les propriétés optiques de ces rayons invisibles. La gravure présentée en bas de la figure 1.2 montre une de ses expériences où il teste l'aptitude d'une lentille à concentrer le rayonnement calorifique sur la boule noircie de son thermomètre. Les nombreuses expériences qu'il réalise sont ingénieuses et le lecteur avisé pourra consulter le livre de Dreyer et al. (1912) pour de plus amples détails.

Après quelques mois passés à tester les propriétés du rayonnement infrarouge, Herschel publie deux courbes qui pourraient aujourd'hui s'apparenter à des distributions spectrales d'énergie. Ces deux courbes sont présentées dans la figure 1.3. L'axe des abscisses correspondrait à la longueur d'onde observée ( $\lambda$  augmente vers la gauche). La courbe de droite (courbe vide) représente l'aptitude d'une couleur prismatique à illuminer un objet. En pratique, Herschel utilise chacune des couleurs du spectre solaire pour éclairer un objet et évaluer le contraste de la scène qu'il observe. Sur la figure 1.3 nous voyons que le contraste est maximum pour la couleur jaune. Cette courbe est sans aucun doute reliée au spectre de corps noir du Soleil, c'est-à-dire que le maximum d'énergie se trouve bien dans le jaune, mais elle fait aussi intervenir l'organe de la vision (le pic d'absorption de la rétine se trouve autour de  $0.5 \mu\text{m}$  d'après Sliney and Wolbarsht 1980) de sorte que sa forme ne correspond pas exactement au spectre de corps noir du Soleil. En ce qui concerne la courbe de gauche (courbe pleine), elle montre l'évolution de la température

---

<sup>2</sup>Herschel réalise ce que nous appellerions aujourd'hui des mesures différentielles indispensables pour les observations infrarouges.

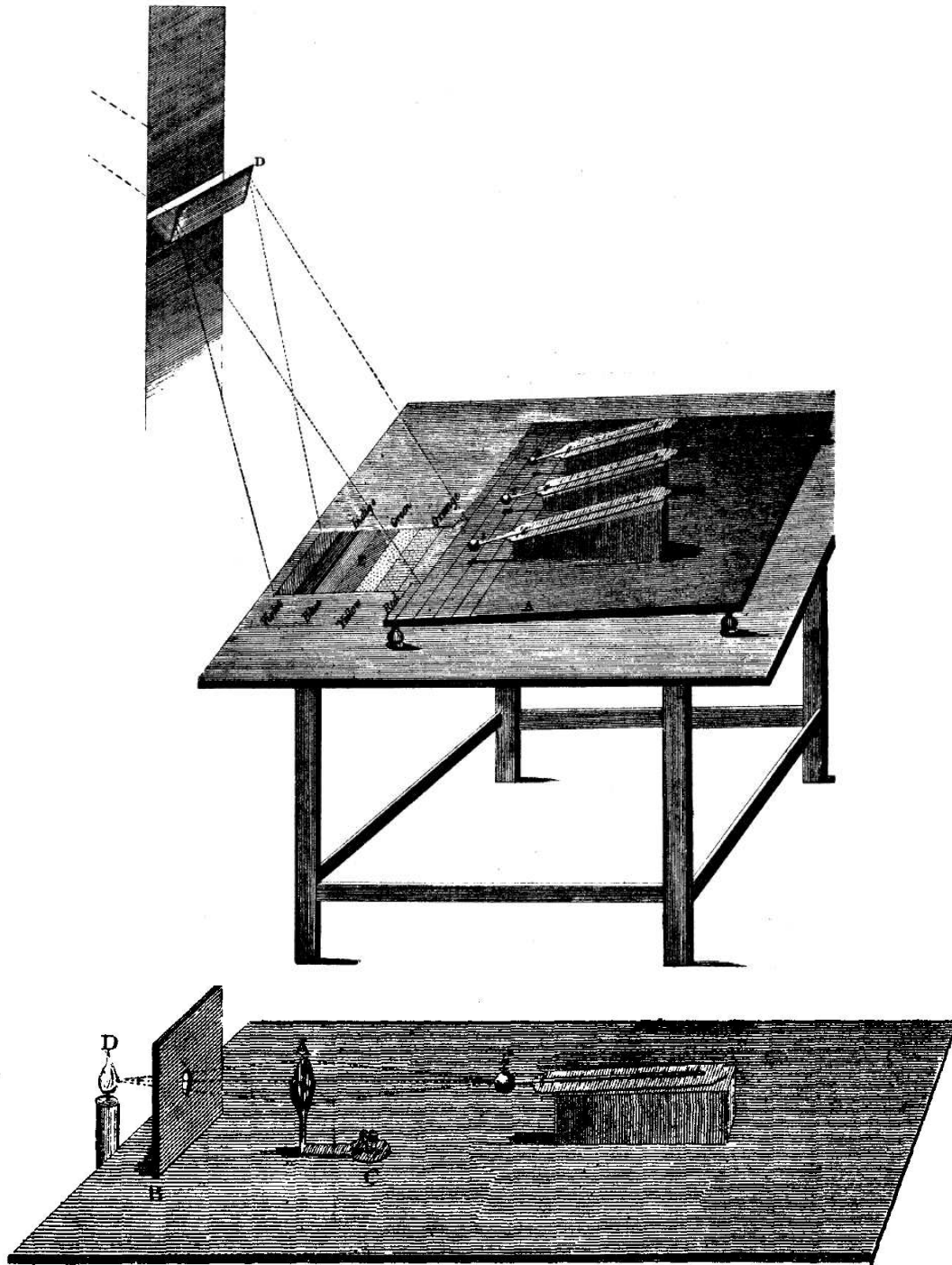


FIG. 1.2 Gravures extraites de Herschel (1800a) et Herschel (1800b) (p. 71 et 87). En haut : rayonnement solaire diffracté par un prisme en verre. Le spectre est projeté sur la table et les thermomètres mesurent la température de chaque couleur et mettent en évidence l'existence de la couleur calorifique, l'infrarouge. En bas : Matériel expérimental qu'Herschel utilisa pour montrer que les rayons calorifiques invisibles obéissent aux lois de la réfraction, tout comme les rayons de lumière visible. Lorsque la lentille est placée entre la flamme et la pointe du thermomètre, Herschel mesure une élévation de température de plus de  $2^{\circ}$ . Il montra également lors d'une autre expérience que le foyer d'une lentille est plus éloigné de la lentille dans l'infrarouge que dans la lumière visible.

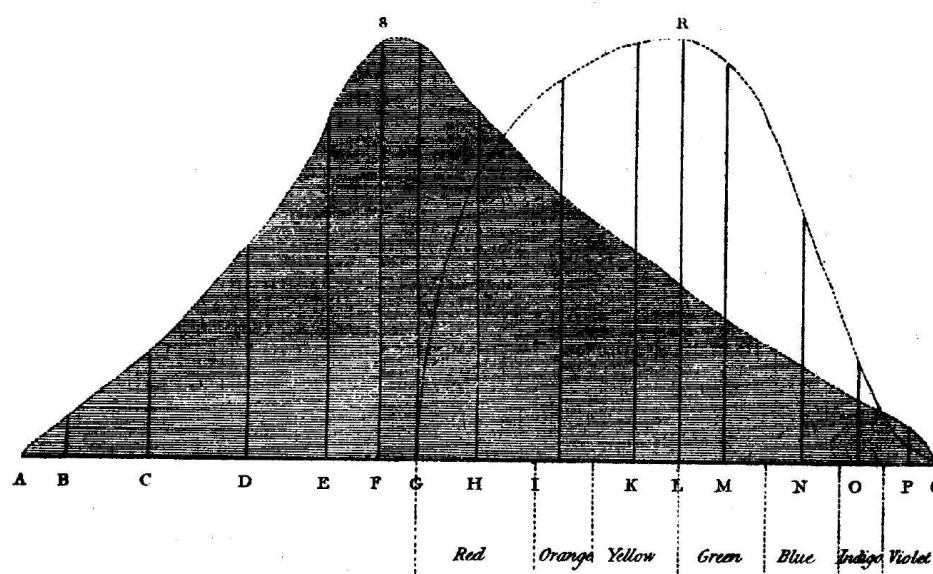


FIG. 1.3 Spectres extraits de Herschel (1800b) (p. 99). La zone sombre délimitée par le périmètre *ASQA* correspond au rayonnement invisible absorbé par le thermomètre d'Herschel en fonction de la couleur calorifique, i.e. de l'angle de réfraction. La zone vide comprise dans le périmètre *GRQG* représente le pouvoir d'illumination de la lumière visible, c'est d'après Herschel la capacité qu'une couleur a d'illuminer les objets.

associée à chacun des angles de réfraction des rayons calorifiques. Cette courbe pique manifestement dans l'infrarouge proche, ce qui semble contradictoire avec ce que nous savons de l'émission solaire. Notez cependant que cette courbe est le produit du spectre solaire, de la transmission de l'atmosphère et du prisme, et de l'absorption de la boule noircie du thermomètre. Elle ne représente donc pas directement l'émission infrarouge du Soleil. Mais elle a quand même le mérite d'être la toute première détection de rayonnement non-visible à l'œil nu.

## 1.2 L'Univers infrarouge et (sub-)millimétrique

Depuis Herschel, la définition de la « chaleur radiative » a naturellement évolué, et pour éviter toute confusion dans la suite du manuscrit, il est utile de préciser la terminologie utilisée pour désigner les différents domaines du spectre électromagnétique. Le terme *infrarouge* (IR) se rapporte de manière générale à un rayonnement électromagnétique dont la longueur d'onde est comprise entre  $\sim 1 \mu\text{m}$  et  $\sim 1 \text{ mm}$ , c'est-à-dire une fréquence allant de  $3 \times 10^{14}$  à  $3 \times 10^{11}$  Hz. Dans cette gamme de longueur d'onde, nous distinguons quatre subdivisions avec les conventions suivantes<sup>3</sup> : l'infrarouge proche s'étend de 1 à  $5 \mu\text{m}$ , l'infrarouge moyen de 5 à  $30 \mu\text{m}$  (aussi appelé infrarouge thermique), l'infrarouge lointain de 30 à  $200 \mu\text{m}$ , et enfin le sub-millimétrique de 200 à  $1000 \mu\text{m}$ . Au-delà de 1 mm de longueur d'onde se trouve le domaine millimétrique. Nous utiliserons également le terme (sub-)millimétrique pour désigner les fenêtres

<sup>3</sup>Ces conventions ne sont pas universelles et le lecteur pourra en trouver d'autres définitions dans la littérature.

atmosphériques qui se trouvent à cheval entre le sub-millimétrique et le millimétrique ( $850\ \mu\text{m}$  et  $1.3\ \text{mm}$ , cf section 1.2.3).

### 1.2.1 Les émetteurs de rayonnement

Depuis une cinquantaine d'années, et plus particulièrement depuis les années 80 avec l'apparition d'observatoires spatiaux (cf section 1.2.3) et de détecteurs infrarouges très performants (cf section 1.2.2), notre compréhension de l'Univers infrarouge s'est considérablement accrue (Walker 2000 ; Low et al. 2007). Nous savons aujourd'hui que les émetteurs de rayonnement infrarouge sont de nature très variée et qu'ils sont présents à toutes les échelles de l'Univers, de notre système solaire (Müller et al. 2005) aux galaxies les plus lointaines (Sanders and Mirabel 1996 ; Lagache et al. 2005), en passant par le milieu interstellaire Galactique (McKee and Ostriker 2007) et extragalactique (Kennicutt 1998).

Le rayonnement infrarouge est un vecteur d'information très riche qui nous permet de dévoiler nombre d'objets enfouis au cœur de nuages de poussière opaques à la lumière visible. Il nous plonge par ailleurs dans le royaume des objets froids. En effet, un photon infrarouge possède une énergie comprise entre 1 et  $10^{-3}\ \text{eV}$ , soit une température de 10 à  $\sim 1000\ \text{K}$ , où nous avons simplement utilisé la formule  $E = h\nu = k_B T$  pour obtenir ces températures. Parmi les principales thématiques scientifiques abordées en astronomie infrarouge figurent l'étude des atmosphères planétaires, du milieu interstellaire galactique et extragalactique (cirrus, nuages moléculaires et régions de formation d'étoiles) ainsi que de la formation et de l'évolution des galaxies. Bien qu'ils soient souvent associés au domaine radio, l'émission synchrotron et l'émission free-free (Condon 1992) ainsi que le rayonnement fossile (voir plus bas dans le texte) sont également des phénomènes observables dans le (sub-)millimétrique.

Il serait trop ambitieux dans ce manuscrit de faire un état des lieux exhaustif de nos connaissances actuelles, et plutôt que de faire un inventaire des objets célestes et de leurs propriétés, nous proposons une brève description de quelques processus physiques émetteurs de rayonnement infrarouge et (sub-)millimétrique en les replaçant dans leur contexte astrophysique.

### La poussière

L'émission continuum des galaxies observée entre  $10\ \mu\text{m}$  et  $1\ \text{mm}$  est dominée par l'émission de petits grains de poussière (cf figure 1.4). En effet, la poussière interstellaire, dont la présence est connue par le biais des effets d'extinction (Calzetti 2001), dans l'ultraviolet (UV) notamment, absorbe le rayonnement interstellaire pour le réémettre dans le domaine infrarouge (cf figure 1.5). Cette conversion d'énergie des courtes vers les grandes longueurs d'onde se manifeste particulièrement dans les régions de formation d'étoiles où les jeunes astres, puissants émetteurs de rayonnement UV, sont encore profondément enfouis dans le nuage de gaz et de poussière qui leur a donné naissance. L'émission infrarouge des galaxies est donc intimement liée à l'activité de formation d'étoiles (Kennicutt 1998). Dans le cas extrême des ULIRGs (*Ultra Luminous Infrared Galaxy*) pour lesquelles  $L_{\text{IR}} \sim 10^{13}\ L_{\odot}$ , la luminosité infrarouge représente la quasi-totalité de la luminosité bolométrique (Lonsdale et al. 2006) ; cela est dû à l'intense

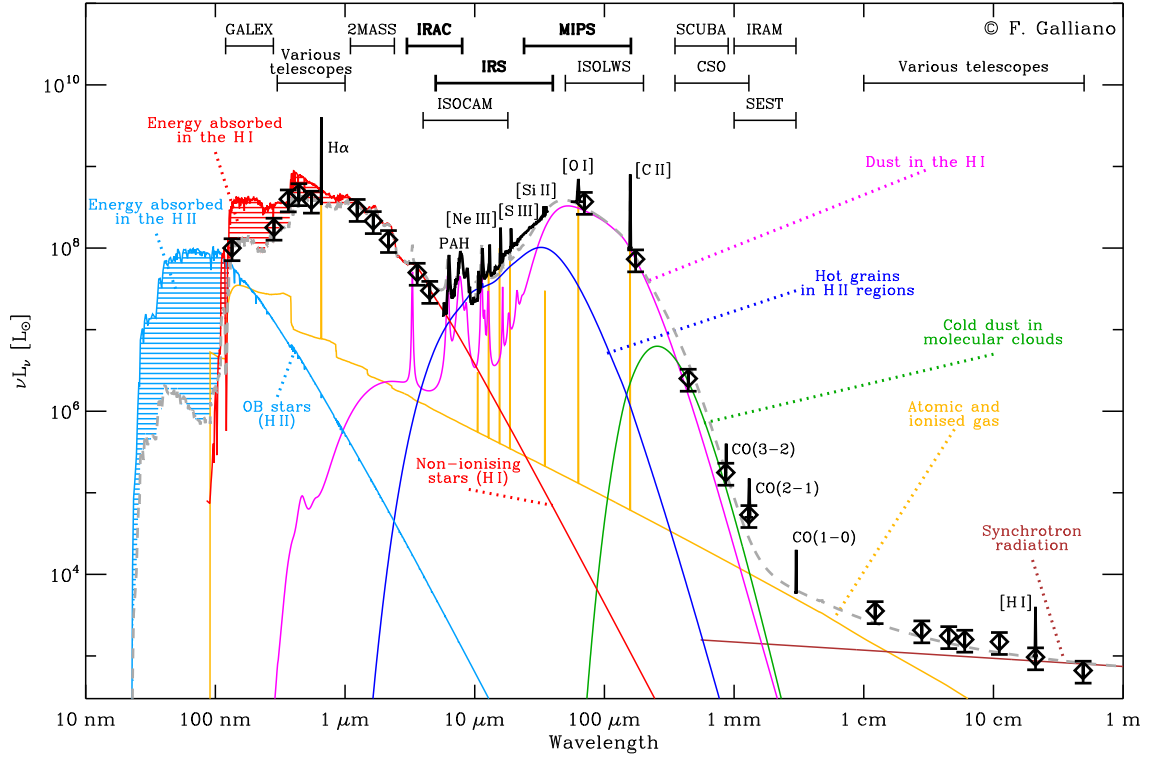


FIG. 1.4 Cette figure montre la densité spectrale d'énergie d'une galaxie naine (NGC1569) de l'ultraviolet au domaine radio. La contribution des différents émetteurs de rayonnement visibles sur la figure a été modélisée par Galliano et al. (2007). De 10  $\mu\text{m}$  à 1 mm, ce sont les grains de poussière chauffés par le rayonnement (inter-)stellaire (nuages moléculaires et régions de photo-dissociation) qui rayonnent la majorité de la luminosité infrarouge. Ces grains sont également responsables de l'absorption du rayonnement énergétique des jeunes étoiles (partie bleue hachurée aux courtes longueurs d'onde). Image reproduite avec l'aimable autorisation de Frédéric Galliano.



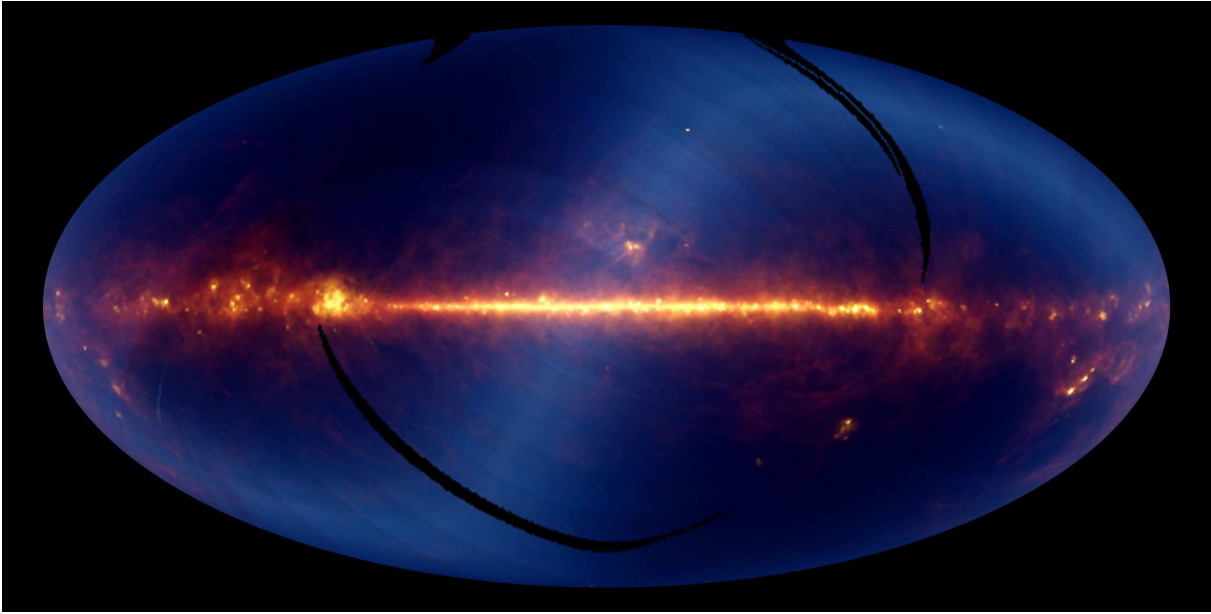


FIG. 1.5 Carte du ciel infrarouge (entre 10 et 120  $\mu\text{m}$ ) observé par le satellite IRAS. Le plan Galactique contient une grande quantité de poussière qui réémet le rayonnement interstellaire dans le domaine infrarouge. D'après Dasyra et al. (2005), la masse de poussière s'élève à  $\sim 10^7 M_{\odot}$  dans les galaxies spirales typiques. L'émission zodiacale produite la poussière interplanétaire, en forme de S bleutée sur la figure, indique la position de l'écliptique ; elle est relativement intense dans les bandes IRAS. (image empruntée sur [www.ipac.caltech.edu](http://www.ipac.caltech.edu))

activité de formation d'étoiles déclanchée par la collision/fusion de deux galaxies<sup>4</sup>. Notez également que les galaxies dites « normales » (Sauvage et al. 2005), c'est-à-dire qui ne contiennent ni noyau actif ni flambée d'étoiles, produisent tout de même un tiers de leur luminosité totale dans l'infrarouge. La poussière joue donc un rôle très important dans l'équilibre énergétique des galaxies. Elle tient également une place centrale dans la chimie du milieu interstellaire, avec notamment la formation d'hydrogène moléculaire à la surface des grains (Vidali et al. 2005), et dans l'étude des mécanismes de formation d'étoiles (Andre et al. 1996), véritable moteur de l'évolution des galaxies.

D'après Draine (2003), les grains de poussière sont en partie produits dans les enveloppes de géantes rouges, d'étoiles carbonées ou encore de nébuleuses planétaires. Des observations sub-millimétriques ont même montré que les supernovae pouvaient produire de grandes quantités de poussière (Dunne et al. 2004). Toutefois, Draine (2003) suggère que la plupart des grains observés ne serait pas simplement de la « poussière d'étoile », la composition des grains interstellaires serait plutôt déterminée par les processus physiques qui ont lieu dans le milieu interstellaire comme par exemple les collisions grain-grain, la coagulation, l'évaporation, le rayonnement cosmique, etc... Quoiqu'il en soit, les observations montrent que les grains sont

<sup>4</sup>L'éventuelle présence d'un noyau actif enfoui dans un tore de poussière peut également contribuer à la forte luminosité infrarouge.

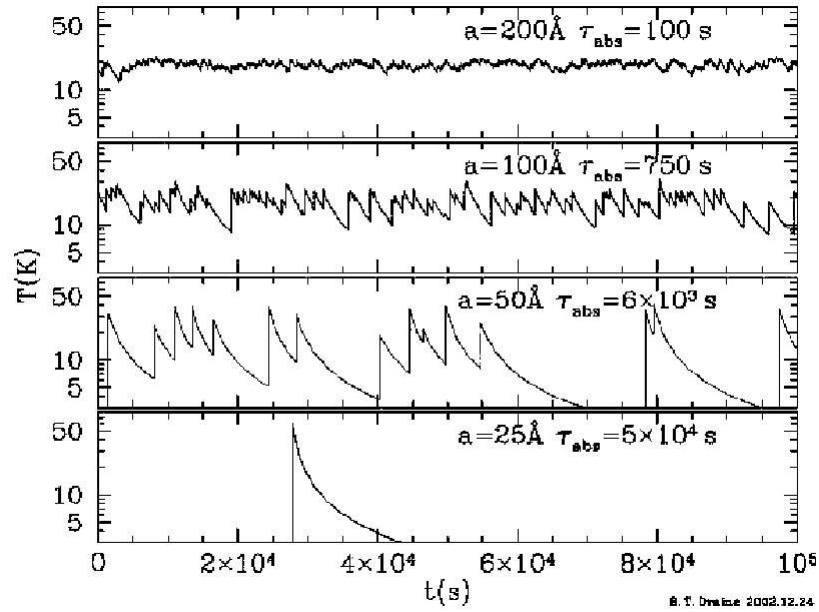


FIG. 1.6 Chauffage de grains de poussière interstellaires dans un champ de radiation moyen. Nous voyons l'évolution de la température de quatre grains carbonés de taille différente (entre 25 et 200 Å) au long d'une journée.  $\tau_{\text{abs}}$  est le temps moyen entre deux absorptions successives. Les gros grains sont thermalisés alors que les petits subissent un chauffage stochastique. Figure extraite de Draine (2003).

majoritairement composés de silicates (oxyde de silice amalgamé avec du magnésium ou du fer) et de matériaux carbonés (graphite, diamant, hydrocarbure polycyclique aromatique, etc...). Du carbure de silicium ainsi que des carbonates sont aussi présents dans le milieu interstellaire mais en moindre quantité (5 et 1% respectivement). Dans certains environnements, les grains peuvent également être recouverts d'un manteau de glace (eau, éthanol, méthane, etc...) et de matériaux organiques (Dartois 2006 ; Ehrenfreund and Charnley 2000).

Mathis et al. (1977) ont montré que l'absorption interstellaire moyenne était parfaitement reproduite par un modèle de grains qui contient deux composantes, des graphites et des silicates. L'ajustement des courbes d'extinction avec ce modèle indique que la distribution en taille de ces deux types de grains suit une loi de puissance de la forme  $dn/da \propto a^{-3.5}$  avec une taille comprise entre  $a_- \sim 50 \text{ Å}$  et  $a_+ \sim 2500 \text{ Å}$ . Draine and Lee (1984) ont ensuite étendu ce modèle à l'infrarouge en calculant les propriétés optiques des grains de silicate et de graphite jusqu'à 1 mm de longueur d'onde. Pour rendre compte des caractéristiques spectrales de la poussière interstellaire, la modélisation des grains intègre également l'existence des hydrocarbures polycycliques aromatiques dans le milieu interstellaire, aussi appelés PAH pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons* (Leger and Puget 1984). Ces grains peuvent être aussi petits que quelques angströms et ne contenir que quelques dizaines d'atomes. Leur mode de chauffage par les photons UV est particulier, il est qualifié de stochastique (Draine and Li 2001) car leur

température évolue plus rapidement que le temps qui sépare deux absorptions consécutives (cf courbe du bas sur la figure 1.6). À l'inverse, les gros grains sont à l'équilibre thermique avec le champ de radiation ambiant (cf courbe du haut sur la figure 1.6). L'énergie absorbée par les gros grains est convertie en énergie interne dans le solide, les grains thermalisés réémettent alors cette énergie avec un spectre de corps gris. La température associée à cette émission dépend de l'environnement immédiat ; elle est généralement comprise entre 10 et 50 K, ce qui correspond à des longueurs d'onde de 300 et 60  $\mu\text{m}$ . La figure 1.4 montre la contribution à la SED de NGC1569 de l'émission des grains de poussière contenus dans les régions de photodissociation ou bien dans les nuages d'hydrogène atomique et moléculaire, les bandes PAH sont également visibles dans l'infrarouge proche et moyen. Nous voyons sur cette figure que les points de mesure dans l'infrarouge lointain sont déterminants pour contraindre la position du pic d'émission des grains de poussière et ainsi calculer leur température et la masse intégrée sur la ligne de visée.

## Le gaz

Dans le domaine infrarouge, le spectre des galaxies recèle de nombreuses raies atomiques, ioniques et moléculaires qui ne souffrent pas ou très peu d'extinction ; celles-ci permettent par conséquent de sonder les milieux denses et poussiéreux tels que les régions de formation d'étoiles. Par ailleurs, les raies d'émission du gaz sont essentielles pour l'étude énergétique, dynamique et chimique du milieu interstellaire. Par exemple, les observations spectroscopiques permettent de calculer le champ de radiation UV des régions de photodissociation, la densité ou encore la température qui règne dans le milieu interstellaire et circumstellaire (Hollenbach and Tielens 1997). Les abondances d'éléments neutres ou ionisés peuvent aussi être déterminées par ce biais. De plus, certains éléments jouent un rôle central dans le refroidissement des nuages moléculaires, et donc dans la condensation des cœurs pré-stellaires, comme par exemple le carbone et l'oxygène ; ces derniers possèdent en effet une grande section efficace dans l'ultraviolet et réémettent très efficacement l'énergie absorbée dans l'infrarouge lointain, notamment la raie de [CII] à 158  $\mu\text{m}$  et de [OI] à 63 et 146  $\mu\text{m}$ . Les observations à haute résolution spectrale permettent entre autre d'étudier la dynamique des nuages d'hydrogène moléculaire, principalement grâce à la molécule de CO qui est un excellent traceur de  $\text{H}_2$ . La figure 1.7 montre une carte de vitesse de la Galaxie obtenue dans la raie 1-0 du CO à 115 GHz (Dame et al. 2001).

## Le rayonnement fossile

Depuis sa découverte en 1965 (Penzias and Wilson 1965), le rayonnement fossile, également appelé fond diffus cosmologique ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*, représente l'un des piliers les plus solides sur lequel s'appuie la théorie du *Big Bang*. Ce rayonnement trouve son origine au moment du découplage matière-rayonnement environ 380 000 ans après la naissance de l'Univers, lorsque la température était suffisamment basse pour permettre aux électrons libres de se combiner avec les protons et neutrons présents dans la soupe cosmique laissant ainsi la lumière se propager librement dans l'espace. La température d'équilibre entre la matière et le rayonnement était alors d'environ 3000 K. Depuis, l'expansion et le refroidissement

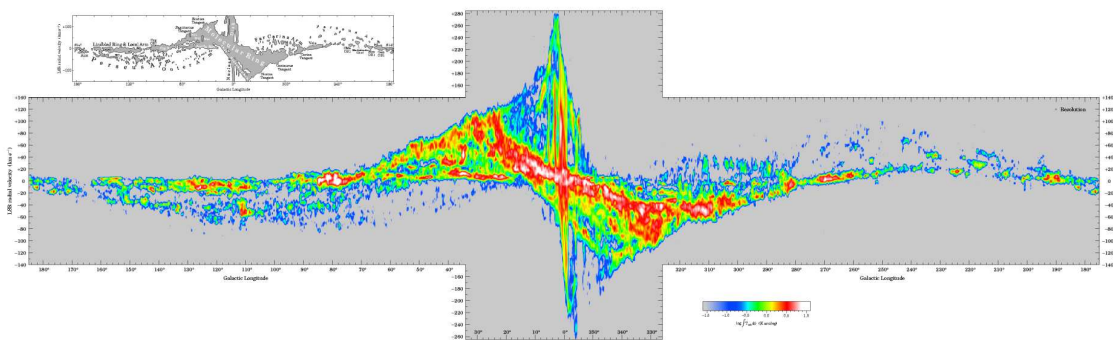


FIG. 1.7 Observations spectroscopiques du monoxyde de carbone (115 GHz) dans la Galaxie qui trace la dynamique des nuages d'hydrogène moléculaire. Carte de vitesse de l'émission CO intégrée dans une bande de  $\sim 4^\circ$  de large en latitude centrée sur le plan galactique. Plusieurs bras spiraux tournant à différentes vitesses sont visibles sur la figure. Le fort potentiel gravitationnel au centre de la Galaxie est responsable des grandes vitesses observées dans cette région. Figure extraite de Dame et al. (2001)

de l'Univers ont décalé vers les grandes longueurs d'onde les premiers photons libérés lors de la (re)combinaison<sup>5</sup>, et le spectre du rayonnement fossile est aujourd'hui celui d'un corps noir dont la température est de  $2.726 \pm 0.002$  K (Mather et al. 1994). Le pic d'intensité du CMB se trouvant aux alentours de 1 mm de longueur d'onde, les cosmologistes l'observent dans le domaine (sub-)millimétrique afin de mieux contraindre son spectre. Notez que nous donnerons quelques exemples d'observatoires dédiés à l'étude du CMB dans les sections 1.2.3 et 2.2.

Ce rideau de lumière cosmique qu'est le rayonnement fossile est unique. Il recèle de précieuses informations à propos de l'origine et du devenir de notre Univers. L'étude de ses anisotropies (cf figure 1.8) peut également nous renseigner sur les fluctuations de la distribution de masse dans l'Univers primordial au moment de la recombinaison. Par ailleurs, des mesures précises de la polarisation de ce rayonnement pourraient être utilisées pour détecter des ondes gravitationnelles émises pendant la phase d'inflation post-Big Bang. Enfin, l'effet Sunyaev-Zel'dovich<sup>6</sup> (Sunyaev and Zeldovich 1970) permet d'étudier les structures gravitationnellement liées les plus massives de l'Univers, à savoir les amas de galaxies, et de calculer, en complément d'observations en rayons X, quelques paramètres physiques de ces amas tels que leur masse ou leur vitesse.

## 1.2.2 Les détecteurs de rayonnement

La photodétection est un domaine très vaste dans lequel les applications sont multiples et très diversifiées. L'utilisateur averti choisira donc le détecteur le plus approprié au type de mesures qu'il compte effectuer connaissant les contraintes et limitations de son système d'étude

<sup>5</sup>Le terme recombinaison est généralement utilisé, toutefois le terme combinaison serait plus approprié puisque c'est la première fois que les photons peuvent se lier aux autres particules.

<sup>6</sup>Effet SZ : Lorsqu'un photon faiblement énergétique du CMB traverse un amas de galaxies, le plasma d'électrons qui baigne l'amas lui communique une certaine quantité d'énergie par l'effet Compton inverse modifiant ainsi le spectre du CMB dans la direction de l'amas.

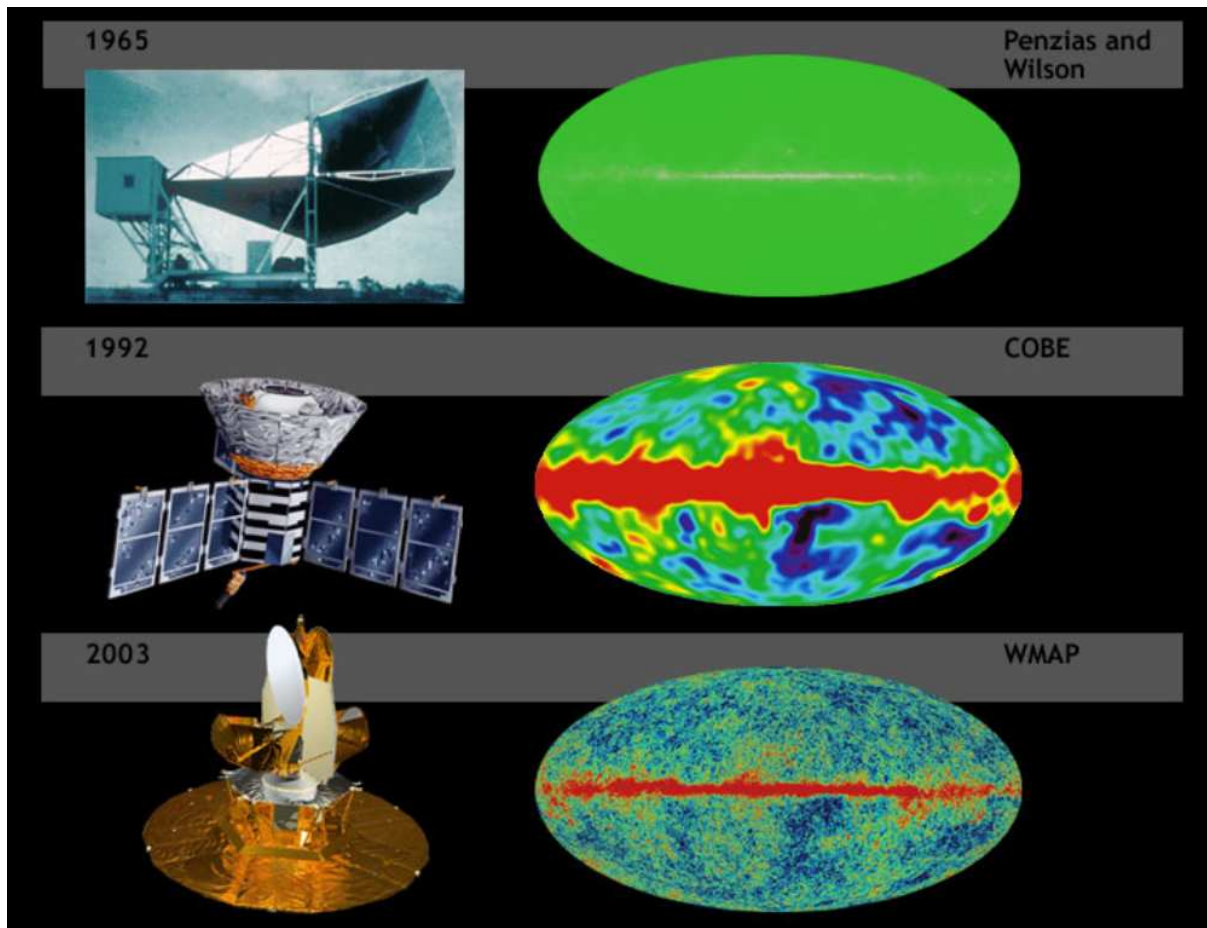


FIG. 1.8 La carte du haut est une simulation du ciel tel que l'antenne de Penzias et Wilson l'aurait observé s'il avait été possible d'effectuer un relevé complet du ciel avec celle-ci. Le CMB est isotrope et possède un spectre de corps noir à 2.726 K. La carte du milieu a été obtenue par le satellite COBE à 53 GHz, elle montre la Galaxie et les anisotropies du CMB après soustraction du dipôle (effet doppler dû au mouvement de la Terre par rapport à la surface d'émission du CMB). L'échelle de couleur de cette carte montre des fluctuations en température de seulement  $10 \mu\text{K}$ . La carte du bas montre les fluctuations du CMB vues par WMAP avec une résolution et une précision 20 fois meilleure que COBE. (image empruntée sur [http://fr.wikipedia.org/wiki/Fond\\_diffus\\_cosmologique](http://fr.wikipedia.org/wiki/Fond_diffus_cosmologique))

et du détecteur en question. En astronomie par exemple, la limitation est souvent fixée par les flux extrêmement faibles des sources observées ( $\sim 10^{-26}$  W/m<sup>2</sup>/Hz dans l'IR). Les caméras astronomiques modernes possèdent généralement des performances qui approchent les limites fondamentales de la photodétection, nous parlons alors de détecteurs BLIP pour *Background Limited Infrared Photodetector* (bruit détecteur  $\ll$  bruit de photon, cf section 2.1.3). Le champ de vue des instruments modernes a également tendance à s'élargir, augmentant ainsi la vitesse de cartographie de grandes régions du ciel ; par exemple les relevés 2MASS (Skrutskie et al. 2006), UKIDSS (Lawrence et al. 2007), CFHT Legacy Survey (CFHTLS 2003) , SDSS (York et al. 2000), etc... Bahcall et al. (1991) définissent une quantité qu'ils appellent le « potentiel astronomique » et qui est proportionnelle à :

$$(\text{nombre de pixel}) \times (\text{sensibilité du pixel})^2 \quad (1.1)$$

Cette expression indique le nombre de positions dans le ciel qui peuvent être observées en un temps donné à une limite de détection donnée. D'après Rieke (2006), l'astronomie infrarouge moderne est fondée sur le développement des détecteurs mono-pixel de la période 1965 - 1985 ; et les véritables matrices de détecteurs comprenant un nombre raisonnable de pixels ( $\sim 32 \times 32$ ) sont apparues il y a environ 20 ans. Depuis cette époque, le potentiel astronomique au sens de l'équation (1.1) a doublé tous les 7 mois environ dans le domaine de la détection infrarouge proche.

Les avancées fulgurantes de ces dernières décennies dans le domaine de l'imagerie thermique (de 1 à 30  $\mu\text{m}$ ) ont été principalement développées par et pour les militaires. Ils ont en effet établi les bases de l'architecture et des processus de fabrication des matrices de détecteurs haute-performance. Quelques industriels comme Raytheon Vision Systems ou Teledyne Imaging Sensors (anciennement Rockwell Scientific Company) ont poursuivi les développements et sont aujourd'hui les principaux fournisseurs de détecteurs infrarouge proche et moyen pour les grands observatoires. La situation est sensiblement différente dans le domaine de l'infrarouge lointain et du sub-millimétrique (de 30 à 1000  $\mu\text{m}$ ), en effet les astronomes représentent la majorité des utilisateurs de ce type de détecteurs et ils ont joué un rôle majeur dans le développement des technologies utilisées aujourd'hui (bolométrie infrarouge et détecteurs TeraHertz).

Nous donnons maintenant une brève description du principe de fonctionnement des détecteurs les plus répandus dans le domaine de l'astronomie infrarouge ; et nous faisons la distinction entre les détecteurs quadratiques, qui sont sensibles uniquement au carré de l'amplitude du signal incident (i.e. la puissance), et les détecteurs cohérents, qui mesurent à la fois l'amplitude et la phase du champ de radiation.

## Les détecteurs large bande : Photoconducteurs et Bolomètres

La photodétection dans le régime infrarouge proche et moyen repose sur le principe de la photoconductivité. L'élément de base d'un photoconducteur est un petit bloc de matériau semiconducteur connecté de part et d'autre par deux électrodes qui établissent un champ électrique dans le volume du semiconducteur. Lorsqu'un photon interagit avec le matériau, il peut

éventuellement libérer des porteurs de charges qui migrent vers les électrodes produisant ainsi un faible courant qui est ensuite mesuré par des amplificateurs haute performance. Si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de liaison des électrons dans le semiconducteur, alors les porteurs de charges sont libérés en brisant une liaison du cristal semiconducteur ; nous parlons alors de *photoconductivité intrinsèque*. Dans le jargon de la physique du solide, nous dirions qu'un électron est promu de la bande de valence vers la bande de conduction. Les détecteurs basés sur l'absorption intrinsèque peuvent fonctionner jusqu'à une longueur d'onde de coupure  $\lambda_C$  qui correspond à l'énergie de la bande interdite du matériau :

$$\lambda_C = \frac{hc}{E_g} = \frac{1.24 \mu\text{m}}{E_g (\text{eV})} \quad (1.2)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  la célérité de la lumière et  $E_g$  l'énergie de la bande interdite ( $E_g$  = gap energy). Le silicium, par exemple, a une bande interdite de  $\sim 1.12$  eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'absorption maximale  $\lambda_C \sim 1.1 \mu\text{m}$ .

Pour observer dans l'infrarouge moyen et lointain, il est possible de réduire significativement  $E_g$  en introduisant des impuretés dans le matériau semiconducteur. Ces impuretés sont des atomes exogènes qui se logent dans le réseau cristallin et dont les niveaux énergétiques se trouvent entre la bande de valence et la bande de conduction du semiconducteur. Nous parlons alors de *photoconductivité extrinsèque*. Il est par ailleurs possible d'améliorer les performances d'un photoconducteur en séparant les fonctions optiques (création des porteurs de charges) des fonctions électriques (transport des porteurs de charges). C'est par exemple le cas des photodiodes à base de InSb avec  $\lambda_C = 5.5 \mu\text{m}$  (Hoffman et al. 2004), ou bien à base de  $\text{Hg}_{(1-x)}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Le grand avantage de ce dernier exemple est que  $E_g$  peut être modifié en changeant la composition élémentaire du matériau  $x$  (Garnett et al. 2004),  $\lambda_C$  peut atteindre  $\sim 15 \mu\text{m}$ . Une autre approche de séparation des fonctions optiques et électriques d'un photoconducteur est à l'oeuvre dans les détecteurs *IBC*, *Impurity band conduction*. Ils offrent d'excellentes performances jusqu'à  $18 \mu\text{m}$  pour un semiconducteur de type Si:Ga (Hogue et al. 2003),  $28 \mu\text{m}$  pour le Si:As qui a été utilisé pour les trois instruments de Spitzer, ou encore  $40 \mu\text{m}$  pour le Si:Sb (Huffman et al. 1992). Au delà de  $40 \mu\text{m}$ , aucun semiconducteur basé sur les technologies silicium n'offre des performances suffisamment bonnes pour l'instrumentation astronomique. Les détecteurs infrarouge lointain utilisent plutôt des photoconducteur à base de germanium comme par exemple les détecteurs du satellite AKARI (Fujiwara et al. 2003) qui couvrent le régime spectral de  $50$  à  $180 \mu\text{m}$ , ou bien le spectromètre de l'instrument Herschel/PACS (Poglitsch et al. 2003). Pour atteindre des énergies aussi faibles, de l'ordre de  $6 \times 10^{-3}$  eV, des tensions mécaniques doivent être appliquées aux matériaux semiconducteurs pour modifier physiquement la taille du réseau cristallin et ainsi rapprocher la bande de conduction de la bande d'impureté. Par exemple les détecteurs du spectromètre PACS (cf section 1.3.2) sont pressés par un « étai » qui applique une pression uniaxiale de plus de  $700 \text{ N/mm}^2$  ; le plan focal de l'instrument est alors très encombré et le nombre de pixels est limité à quelques milliers ( $16 \times 25$  pour PACS). D'autre part, l'efficacité quantique de ce type de détecteur chute avec la longueur d'onde et ne dépasse pas  $40 \%$  au delà de  $200 \mu\text{m}$ .

Pour les plus grandes longueurs d'onde, les photoconducteurs sont supplantés par les bolomètres. Ce sont en effet les détecteurs qui offrent les meilleures performances en termes de sensibilité pour observer dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique. Notez que le principe de détection d'un bolomètre est très différent de celui d'un photoconducteur, il repose en fait sur l'absorption du rayonnement par un petit élément isolé thermiquement de la structure du détecteur, l'énergie radiative est alors transformée en chaleur et l'élévation de température induite est mesurée par un thermomètre. Le senseur thermique est en général une résistance dont l'impédance varie fortement avec la température. Nous décrirons en détails le fonctionnement d'un bolomètre dans la section 2.1. Par ailleurs, Richards (1994) présente une excellente revue sur les détecteurs bolométriques pour l'infrarouge et le millimétrique.

Photoconducteurs et bolomètres sont qualifiés de détecteurs large bande car ils peuvent absorber le rayonnement électromagnétique sur des plages de longueur d'onde relativement étendues. Pour les photoconducteurs, cette plage est limitée aux hautes énergies par la faible section efficace des particules incidentes par rapport à un semiconducteur d'épaisseur donnée ; aux basses fréquences la limite est fixée comme nous l'avons vu par l'énergie nécessaire aux photons pour libérer des porteurs de charge. Pour les bolomètres, l'absorption du rayonnement ne dépend pas de la longueur d'onde, et il serait en théorie possible de fabriquer des bolomètres pour détecter le rayonnement électromagnétique des ondes radio aux rayons  $\gamma$ . Toutefois, les performances des bolomètres ne sont aujourd'hui compétitives que pour la détection du rayonnement infrarouge lointain/(sub-)millimétrique et les rayons X.

### Les détecteurs hétérodynes

Le principe de la détection cohérente repose sur la mesure simultanée de l'amplitude et de la phase du champ de radiation incident, c'est-à-dire que le signal électrique détecté par le récepteur pulse à la même fréquence que l'onde électromagnétique. La technologie utilisée pour ces récepteurs est à base de FET (*Field Effect Transistors*) ou de HEMT (*High Electron Mobility Transistors*). Pour des fréquences supérieures au GHz, il est en pratique très difficile d'amplifier le signal et de le transporter sur de grandes longueurs de câble ; il est alors nécessaire de ramener la fréquence du signal astronomique à une fréquence intermédiaire plus basse et d'effectuer l'amplification à cette fréquence là. Ces détecteurs sont qualifiés de hétérodyne à cause de la transposition de fréquence du signal utile. Cette opération est réalisée par un composant électronique non-linéaire, le mélangeur, et d'un oscillateur local qui fournit une onde sinusoïdale de fréquence constante assez proche de celle du signal astronomique.

Plusieurs types de mélangeurs sont disponibles. Les diodes Shottky sont principalement utilisées aux grandes longueurs d'ondes ( $\lambda > 1$  cm), elles sont peu onéreuses et peuvent fonctionner à température ambiante. Dans le domaine millimétrique, les mélangeurs SIS (*Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur*) sont plus sensibles et donc plus intéressants pour les applications en astronomie. L'élément non-linéaire se présente sous la forme d'une jonction dans laquelle une couche d'isolant très fine (environ 30 Angstroms) sépare deux électrodes supraconductrices typi-



quement en niobium. Un tel empilement s'appelle une jonction de Josephson (Josephson 1974). Dans le domaine sub-millimétrique, les éléments mélangeurs les plus sensibles sont des HEB (*Hot Electron Bolometers*). Les bolomètres sont en effet des composants non-linéaires, mais la plupart d'entre eux n'est pas suffisamment rapide pour être utilisé comme des mélangeurs dans le régime TeraHertz. Toutefois, pour les HEB, les électrons du matériau possèdent une température supérieure à celle des phonons, donnant ainsi une constante de temps compatible avec les hautes fréquences du domaine sub-millimétrique. Avec le développement récent de ces HEB, nous rentrons véritablement dans l'ère de l'astronomie TeraHertz<sup>7</sup>. Par exemple, Cherednichenko et al. (2006) présentent des mélangeurs HEB à base de NbN fonctionnant à 2.5 THz; Hübers et al. (2004) utilisent le même matériau et poussent la limite jusqu'à 5.2 THz.

Le grand avantage de la détection cohérente est qu'elle permet une résolution spectrale virtuellement infinie grâce aux autocorrélateurs qui possèdent des dizaines de milliers de voies. L'instrument HERSCHEL/HIFI possède par exemple une résolution  $R = \frac{\nu}{\Delta\nu} \sim 10^7$  (de Graauw et al. 2005). Notez toutefois que la bande passante des détecteurs hétérodynes est relativement limitée ( $\sim 4$  GHz); ces détecteurs sont donc dédiés à l'étude des raies spectrales contrairement aux détecteurs large bande qui sont plus adaptés à l'observation du continuum. Une des faiblesses des détecteurs hétérodynes est qu'ils ne possèdent généralement qu'un seul pixel ce qui rend la cartographie du ciel extrêmement longue; cependant, depuis une décennie, nous voyons apparaître des matrices de détecteurs comme par exemple CHAMP<sup>+</sup> qui fonctionne à 450 et 350  $\mu\text{m}$  sur le télescope APEX et qui possède 8 pixels (Kasemann et al. 2006). L'instrument SUPERCAM fonctionne à 870  $\mu\text{m}$  et devrait être installé fin 2007 sur le télescope Heinrich Hertz en Arizona, il contiendra 64 pixels (Groppi et al. 2006). Enfin, un dernier avantage notable de la détection cohérente est qu'elle permet d'obtenir des résolutions spatiales inférieures à la milliseconde d'arc par la technique d'interférométrie et de synthèse d'ouverture<sup>8</sup>.

### 1.2.3 Observations du ciel dans l'infrarouge lointain et le (sub-)millimétrique

Dans l'infrarouge lointain, l'atmosphère terrestre est un écran opaque, brillant et turbulent. Il existe toutefois quelques *fenêtres atmosphériques* à travers lesquelles les astronomes peuvent observer le ciel avec des télescopes au sol.

#### Atmosphère et vapeur d'eau

L'absorption du rayonnement sub-millimétrique est principalement causée par les transitions moléculaires de type rotationnelle des molécules de vapeur d'eau présentes dans les couches inférieures de l'atmosphère à environ 2 km d'altitude. Des éléments tels que l'oxygène ou l'ozone contribuent également, mais plus faiblement, à l'absorption du rayonnement. La figure 1.9 montre la courbe de transmission de l'atmosphère jusqu'à 1500 GHz, c'est-à-dire  $\lambda > 200 \mu\text{m}$ , au-dessus du site de Chajnantor dans le désert d'Atacama. Dans le sub-millimétrique, nous

<sup>7</sup>Le terme TeraHertz est utilisé pour faire référence au mode de détection hétérodyne en opposition au régime sub-millimétrique qui fait référence à un mode de détection incohérent.

<sup>8</sup>Notez cependant l'existence du projet nommé MBI; celui-ci consiste à utiliser pour la première fois des bolomètres pour réaliser un interféromètre millimétrique (Korotkov et al. 2006)

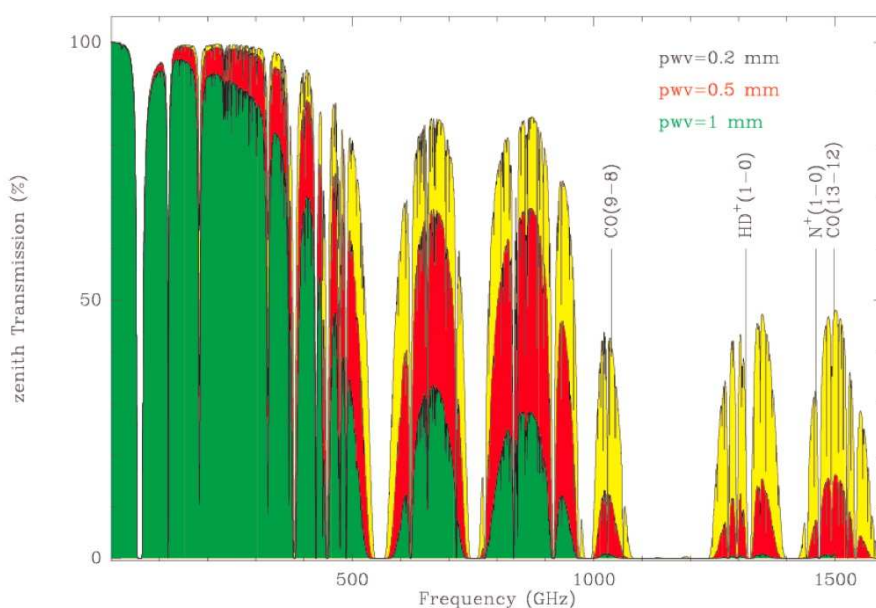


FIG. 1.9 Courbes de transmission de l'atmosphère au dessus du Cerro Chajnantor. Chaque couleur correspond à une quantité de vapeur d'eau précipitable donnée (0.2, 0.5 et 1 mm). La transmission dans les fenêtres à 350 et 450  $\mu\text{m}$  (850 et 660 GHz) est très dépendente des conditions atmosphériques. Une fenêtre à 200  $\mu\text{m}$  (1500 GHz) s'ouvre péniblement pour des PWV inférieures 0.2 mm. Cette courbe est extraite de Revéret et al. (2006).

trouvons trois fenêtres partiellement ouvertes à 350, 450 et 870  $\mu\text{m}$ . Dans le millimétrique, les fenêtres à 1.3, 2 et 3 mm sont plus larges et offrent une bien meilleure transmission.

Les astronomes quantifient la transmission atmosphérique de deux manières différentes. La plus répandue consiste à effectuer des *skydips*, ou profils d'atmosphère ; c'est-à-dire qu'ils mesurent l'émission de l'atmosphère en fonction de l'élévation à l'aide d'un radiomètre, puis ils calculent l'opacité atmosphérique grâce à un modèle de transfert radiatif. L'opacité étant habituellement mesurée à une fréquence de 225 GHz, les conditions atmosphériques sont donc représentées par la grandeur  $\tau_{225}$ . L'autre manière consiste à évaluer la quantité de vapeur d'eau présente au-dessus du télescope. Cette quantité est souvent donnée en millimètre d'eau précipitable (*PWV : Precipitable Water Vapor* en anglais). Les meilleurs sites au monde offrent des *PWV* de l'ordre de 0.1-0.2 mm pour seulement quelques dizaines de nuits par an. Notez que les bandes spectrales à 350 et 450  $\mu\text{m}$  sont particulièrement sensibles à l'humidité de l'atmosphère (cf figure 1.9). Thomas-Osip et al. (2007) proposent une relation entre l'opacité à 225 GHz et la quantité de vapeur d'eau précipitable, relation utile pour transposer les conditions d'observations du millimétrique vers l'infrarouge lointain.

En plus d'absorber le rayonnement submillimétrique, l'atmosphère est environ dix mille fois plus brillante que la plupart des sources astrophysiques. Elle se comporte en effet comme un corps gris à  $\sim 250$  K dont l'émissivité dépend de la quantité de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère. Le contraste des images sub-millimétriques (ou rapport signal-à-bruit) peut être

astucieusement augmenté par le biais de modes d'observation particuliers et en co-additionnant un grand nombre d'images individuelles.

D'autre part, la vapeur d'eau n'est pas distribuée de façon homogène dans l'atmosphère, elle est plutôt condensée dans des cellules de taille variable qui se déplacent au gré des vents. L'intensité lumineuse reçue au niveau du détecteur varie donc au rythme du passage de la vapeur d'eau dans le champ de vue du télescope. Ces lentes fluctuations introduisent du bruit basse fréquence que l'on appelle *sky noise* en anglais. Il est possible de s'affranchir de ce bruit en modulant le signal à une fréquence plus rapide que la vitesse de défilement des cellules. Nous parlons alors d'observations choppées (du mot anglais *chopper*). Un autre effet indésirable dû au déplacement des cellules est l'équivalent du phénomène de *seeing* dans le domaine optique. En effet, la distribution de vapeur d'eau le long du trajet optique évolue avec le temps, l'indice de réfraction change également avec le déplacement des cellules et peut introduire une incertitude non-négligeable sur le pointage du télescope.

## Les grands observatoires

Les observations dans le domaine sub-millimétrique sont relativement difficiles à réaliser du fait de la présence de l'atmosphère et du contraste extrêmement faible des sources astrophysiques par rapport à l'émission d'avant-plan (atmosphère, télescope et intérieur de l'instrument). Pour explorer le ciel dans l'une des régions les moins étudiées du spectre électromagnétique, les astronomes ont construits de nombreux observatoires spécialement dédiés aux régimes infrarouge lointain et (sub-)millimétrique.

Pour minimiser les effets néfastes de l'atmosphère, il faut réduire au maximum la colonne d'air humide qui se trouve entre le télescope et la source. Cela implique de construire les grands observatoires en altitude dans des endroits extrêmement secs. Les trois principaux sites qui autorisent des observations de bonnes qualités dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique sont :

- Le Mauna Kea à Hawaii (4200 m) où se trouvent trois observatoires majeurs qui sont le CSO (Caltech Submillimeter Observatory, 10 m de diamètre) avec son optique active unique (Leong et al. 2006), le JCMT (James Clerk Maxwell Telescope, 15 m) et le SMA (SubMillimeter Array, 8 antennes de 6 m).
- Le Cerro Chajnantor dans le désert d'Atacama au Chili (5200 m). Les télescopes APEX (Atacama Pathfinder EXperiment, 12 m) et NANTEN2 (nanten signifie ciel austral en japonais, 4 m) y sont déjà installés. Ce site accueillera également le grand interféromètre ALMA (Atacama Large Millimeter Array, environ 50 antennes de 12 m) et très probablement le télescope CCAT (Cornell Caltech Atacama Telescope, 25 m).
- Le plateau antarctique (3000 m) possède déjà plusieurs télescopes américains sur leur base du pôle sud avec entre autre le SPT (South Pole Telescope, 10 m) et AST/RO (Antarctic Submillimeter Telescope and Remote Observatory, 1.7 m). L'atmosphère au-dessus du continent est très sèche à cause des très basses températures qui y

règnent. De nombreux auteurs s'accordent à dire que l'antarctique est potentiellement le meilleur endroit sur Terre pour observer le ciel du visible au sub-millimétrique (Burton 2006 ; Sironi and et al. 2003 ; Mould et al. 2006 ; Minier et al. 2007).

Les observations millimétriques étant moins exigeantes en terme de PWV, les télescopes sont plus nombreux et se trouvent en général à des endroits plus faciles d'accès mais toujours en altitude. Par exemple nous trouvons le télescope de 30 m de l'IRAM au pico Veleta en Espagne à 2850 m, l'interféromètre CARMA (Combined Array for Millimeter Wave Astronomy) en Californie à 2200 m ou encore le très récent LMT (Large Millimeter Telescope) de 50 m de diamètre au Mexique à 4600 m d'altitude.

Pour pouvoir observer en-dehors des fenêtres atmosphériques, il est nécessaire de monter encore plus haut en altitude. L'avion KAO (Kuiper Airborne Observatory) par exemple volait à environ 12 km d'altitude et observait le ciel entre 1 et 500  $\mu\text{m}$  avec un télescope embarqué de 90 cm. Son successeur SOFIA (Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy) devrait abriter un télescope de 2.5 m de diamètre ainsi que 9 instruments.

Les ballons stratosphériques sont aussi des options intéressantes pour s'affranchir de l'atmosphère terrestre, ils permettent en effet de s'élever à environ 38 km d'altitude. Par exemple, lors de son troisième vol fin 2006, l'expérience BLAST (Devlin et al. 2004) a observé le ciel sub-millimétrique avec son télescope de 2 m de diamètre pendant plus de 10 jours alors qu'il tournait autour du continent antarctique porté par les vents circumpolaires. En 2000 et 2001, les expériences en ballon MAXIMA (Hanany et al. 2000) et BOOMERANG (Lange et al. 2001) ont récolté des données très importantes qui ont permis de montrer que l'Univers était « plat », au sens topologique du terme. Notez également les expériences franco-européennes PRONAOS (Serra et al. 2002), Archeops<sup>9</sup> (Benoît et al. 2002) et le futur ballon PILOT (Bernard et al. 2007) qui devrait mesurer entre 2010 et 2012 la polarisation du milieu interstellaire à 240 et 550  $\mu\text{m}$  avec des matrices de bolomètres du type HERSCHEL/PACS (Billot et al. 2006).

La dernière étape, la plus onéreuse mais également la plus efficace, consiste à satelliser le télescope. Il existe certes de lourdes contraintes sur la charge utile embarquée notamment sur la taille du réflecteur, mais dans l'espace la transmission est de 100 % à toutes les longueurs d'onde, l'environnement est très stable, les éléments optiques sont plus froids et donc moins brillants dans l'infrarouge lointain. La sensibilité des télescopes spatiaux est sans commune mesure avec celle des meilleurs observatoires terrestres ou même stratosphériques. Une étape importante en terme de seuil de détection ( $\sim 1$  Jy) a en effet été franchie en 1983 avec le lancement du satellite IRAS (Neugebauer et al. 1984). En 10 mois d'opération, il a observé 96 % du ciel entre 10 et 120  $\mu\text{m}$  (cf figure 1.5) et a détecté environ 350000 sources dont 20000 galaxies. La NASA a ensuite lancé le satellite COBE (Boggess et al. 1992) pour étudier le fond diffu cosmologique ainsi que les avant-plans astrophysiques. Puis le satellite européen ISO (Kessler et al. 1996) a observé le ciel entre 2.5 et 240  $\mu\text{m}$  pendant deux ans et demi, et a révélé entre autre l'omniprésence de la poussière froide Galactique et extra-galactique indétectable par IRAS. En 2001, l'agence

---

<sup>9</sup>Les détecteurs de Archeops ont cependant été fournis par un institut américain, le JPL/Caltech.

spatiale américaine lance le télescope WMAP (Bennett et al. 2003) pour mesurer les anisotropies du CMB avec une meilleure résolution que COBE. Puis vinrent les satellites Spitzer (Werner et al. 2004) et AKARI (Murakami 2004), les dignes successeurs de ISO et IRAS. Les satellites de l'ESA, Planck (Tauber 2005) et Herschel (Pilbratt 2004), devraient être lancés fin 2008 (cf section 1.3). Enfin, dans un futur plus lointain, des projets ambitieux tels que le JWST (Clampin et al. 2006) avec son télescope déployable de 6 m de diamètre, l'observatoire japonais SPICA (Nakagawa 2006) avec son miroir de 3.5 m refroidi à 4.5 K, ou encore SAFIR (Lester et al. 2006) et son miroir de 8-10 m à 5 K devraient voir le jour pour pousser encore plus loin les limites de notre connaissance, particulièrement en ce qui concerne la détection de planètes extrasolaires, la formation des étoiles et des galaxies, et de manière plus générale l'origine de notre Univers.

## 1.3 L'Observatoire Spatial Herschel

### 1.3.1 La mission Herschel et ses objectifs scientifiques

La mission spatiale Herschel est un projet de très grande envergure, c'est la quatrième « pierre angulaire<sup>10</sup> » du programme scientifique *Horizon 2000* de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Son but est d'observer l'Univers dans une des régions du spectre électromagnétique les moins étudiées à ce jour, entre 60 et 670  $\mu\text{m}$ , en s'affranchissant de tout effet atmosphérique, c'est-à-dire faible émission de fond et accès à toutes les longueurs d'onde du spectre. Par rapport aux missions spatiales précédentes, Herschel permettra d'observer des objets plus froids et plus lointains avec une meilleure résolution spatiale et spectrale ; son « potentiel découverte » est considérable.

L'observatoire possède un télescope de 3.5 m de diamètre et trois instruments scientifiques (photométrie et spectroscopie). Le satellite embarque une quantité d'hélium suffisante pour assurer le fonctionnement des instruments sur une durée minimum de 3 ans. Le lancement est actuellement prévu pour la fin de l'année 2008.

### Les motivations premières

D'après Göran Pilbratt, le responsable scientifique de la mission, l'idée de spatialiser un télescope pour étudier le ciel dans l'infrarouge lointain a émergé dans les années 70. C'est ensuite en 1980 que l'ESA a reçu une proposition de la part de la communauté scientifique européenne pour réaliser un tel projet. L'ESA lance donc une étude de faisabilité qui conclue que ce projet est réalisable moyennant quelques avancées technologiques, notamment à propos de mélangeurs SIS fonctionnant à 1.5 THz (il s'est avéré par la suite que cette technologie n'est pas adaptée à de si hautes fréquences). L'observatoire fut provisoirement appelé FIRST (*Far InfraRed Space Telescope*). Dans les années qui suivirent, le design de FIRST évolua vers un télescope de 3.5 m refroidit passivement avec trois instruments scientifiques à son bord. En 1997, l'ESA lance un

<sup>10</sup>Les *cornerstone missions* sont les plus gros projets organisés par l'agence, leur budget dépasse bien souvent le milliard d'euros. Notez que Herschel était initialement prévu pour être la troisième pierre angulaire de l'ESA mais elle a été décalée et remplacée par la mission ROSETTA (Schwehm 2004) car le voyage de la sonde inter-planétaire doit durer plus de 10 ans pour rejoindre son objectif : la comète Churyumov-Gerasimenko.

appel à proposition pour la construction des 3 instruments scientifiques. Le projet regroupe aujourd'hui plusieurs dizaines d'instituts de recherche européens et américains ; de nombreux industriels européens ont également été contractés pour réaliser le satellite, notamment Alcatel Space, Astrium GmbH et Aliena Spazio. De plus, la mission Herschel représente un véritable défi technologique ; par exemple les matrices de bolomètres du photomètre courte longueur d'onde sont les premiers détecteurs bolométriques de ce type, l'instrument hétérodyne possède également des mélangeurs fonctionnant dans le domaine du TeraHertz qui est un champ d'étude encore nouveau, et le télescope de l'Observatoire Herschel est aussi une première puisqu'il sera le plus grand miroir jamais envoyé dans l'espace. En 2000, à la conférence de Toledo (Pilbratt 2001), FIRST est renommé en l'honneur de la personne qui a découvert le rayonnement infrarouge et qui a construit les plus grands télescopes de son époque ; l'observatoire spatial de l'ESA prend alors le nom de Herschel.

À la même époque, l'ESA préparait une autre mission, de taille moyenne celle-ci (de type M3), dont l'objectif principal est de cartographier les anisotropies du CMB sur tout le ciel avec une précision de  $\Delta T/T = 2 \times 10^{-6}$  et une résolution angulaire de 10 minutes d'arc : il s'agit de la mission Planck. Les similitudes entre les missions Herschel et Planck ont poussé le comité scientifique de l'ESA à combiner ces deux missions (Passvogel and Felici 2000). Les deux satellites seront donc mis en orbite par le même lanceur. La figure 1.10 montre la configuration choisie pour installer Herschel et Planck sous la coiffe de la fusée Ariane 5.

## Les objectifs scientifiques

La cible du télescope Herschel est l'Univers froid. En effet, dans sa gamme de longueur d'onde se trouve le pic d'émission de corps noirs dont la température est comprise entre 5 et 50 K, ainsi que les raies d'émission atomiques et moléculaires les plus fortes pour des gaz dont la température est comprise entre 10 K et quelques centaines de K. Nous retrouvons ces conditions physiques de notre système solaire jusqu'aux confins de l'Univers. Les objets observables par Herschel sont donc de nature très variée, ils vont des astéroïdes aux AGN en passant par les nuages moléculaires géants, les supernovae, les disques proto-planétaires ou encore les galaxies à flambée d'étoiles. Les grandes thématiques scientifiques porteront en priorité sur l'évolution des galaxies, la formation des étoiles et la relation qui existe entre ces deux phénomènes ; le but étant de comprendre pourquoi et comment notre Univers est devenu ce qu'il est aujourd'hui. Remarquez que le domaine spectral de Herschel est particulièrement bien adapté à l'étude de ces mécanismes. Par exemple, la figure 1.11 montre un modèle de densité spectrale d'énergie pour une galaxie de type ULIRG et son évolution en fonction du redshift (Guiderdoni et al. 1998). La quasi-totalité de l'énergie contenue dans ce spectre provient de grains de poussière réchauffés par le rayonnement énergétique des étoiles massives nouvellement formées. Ce type d'objets donne le maximum de son énergie dans la bande Herschel jusqu'à un redshift de  $\sim 5$ . D'autre part, André and Motte (2000) montrent que les premières étapes d'effondrement de proto-étoiles présentent des densités spectrales d'énergies qui piquent aux alentours de 100-300  $\mu\text{m}$ . Les six bandes spectrales de Herschel réparties entre 60 et 670  $\mu\text{m}$  permettent donc

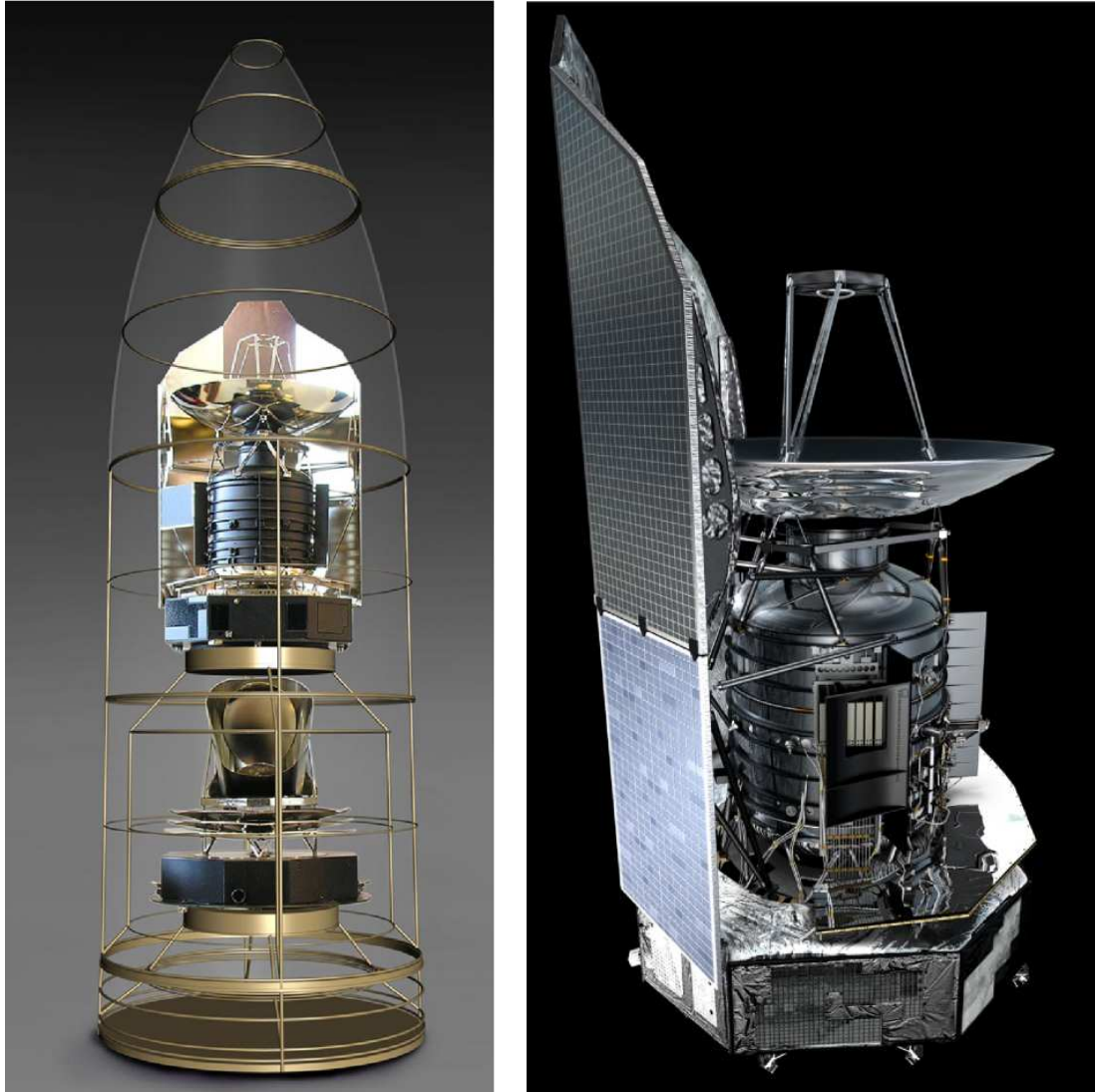


FIG. 1.10 À gauche : Les deux satellites de l'ESA Herschel (en haut) et Planck (en bas) seront lancés en 2008 par une fusée Ariane 5 de la base de Kourou en Guyane française. À droite, une vue d'artiste de l'Observatoire Spatial Herschel (HSO). Herschel mesure plus de 9 m de haut pour un diamètre de 4 m. (images empruntées sur <http://esamultimedia.esa.int/>)

d'ajuster précisément les spectres, et ainsi de bien contraindre la température et la masse de poussière contenue le long de la ligne de visée. Mais sans se cantonner à ces deux grands axes, les thèmes scientifiques abordés seront nombreux, nous en dressons une liste non-exhaustive inspirée de l'article de Pilbratt (2001) :

- **Les galaxies**
  - Formation, évolution et physique des galaxies
  - Le *Cosmic Infrared Background*
  - Évolution du taux de formation d'étoiles dans l'Univers
  - Évolution du taux de production des éléments lourds
- **La formation des étoiles et des systèmes planétaires, physique et chimie du milieu interstellaire**
  - Structure, dynamique et composition du milieu interstellaire
  - Les cœurs pré-stellaires et les YSO (Young Stellar Objects)
  - La fin de vie des étoiles
  - L'enrichissement du milieu interstellaire - Astrochimie
  - L'étude détaillée des galaxies proches résolues
- **Le système solaire - atmosphères planétaires et cométaires**
  - Composition des comètes et objets du système solaire externe
  - Composition de l'atmosphère des planètes géantes
  - Origine et rôle de l'eau

Pilbratt note à juste titre que l'Observatoire Herschel est de plus équipé pour effectuer des *follow-up* spectroscopiques sur les objets découverts lors des grands relevés du ciel et qui présenteraient un intérêt particulier. En effet, ces observations seront certainement nécessaires puisque Herschel est son propre éclaireur (il ouvre la voie et permet de nombreuses découvertes) ; il n'a pas de prédécesseur sur lesquels nous pourrions nous baser pour préparer les futures observations comme c'était le cas de ISO avec IRAS, puis de Spitzer avec ISO.

Au total, la mission Herschel offre environ 20000 heures de temps d'observation pour les programmes scientifiques. Un tiers de ce temps est réservé aux instituts qui ont fourni à l'ESA les instruments scientifiques. Nous parlons de temps garanti. Les deux tiers restant sont ouverts à toute la communauté scientifique (pas seulement européenne), c'est le temps ouvert. Il n'y aura que trois appels à proposition, le premier concerne les projets clefs, les deux suivants les projets standards. Un projet clef est un programme d'observation qui nécessite beaucoup de temps d'observation et qui exploite les performances uniques de Herschel tout en traitant un sujet scientifique intéressant et pertinent. Les projets clefs du temps garanti ont déjà été sélectionnés<sup>11</sup>.

---

<sup>11</sup>Le lecteur trouvera les programmes et les objets réservés pour les projets clefs de temps garanti sur le site web du workshop tenu à l'ESTEC en Février 2007 : [http://herchel.esac.esa.int/OT\\_KP\\_wkshop.shtml](http://herchel.esac.esa.int/OT_KP_wkshop.shtml)



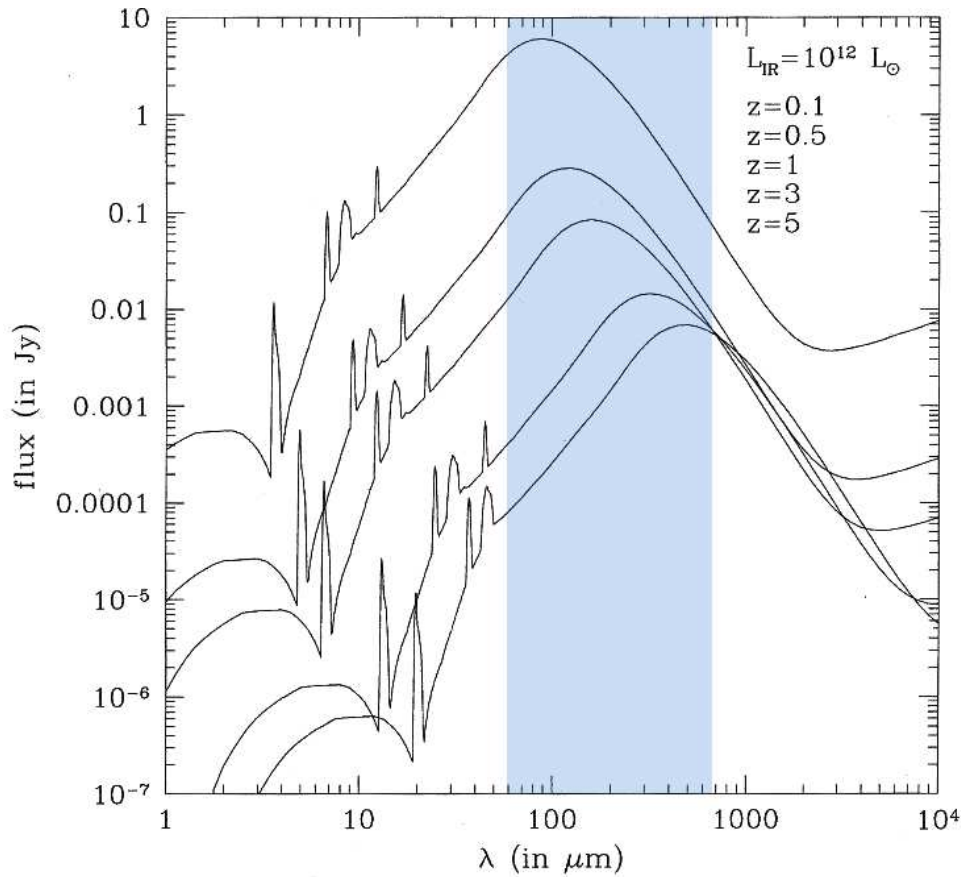


FIG. 1.11 Spectres modélisés d'une galaxie de type ULIRG en fonction de son redshift dans le référentiel de l'observateur. La région surlignée correspond à la couverture spectrale du télescope Herschel. Le pic d'émission de la galaxie dans cette gamme de  $\lambda$  est dû à l'émission des grains de poussières chauffés par les épisodes violents de formation d'étoiles massives qui ont lieu au sein de la galaxie. Notez qu'aux grandes longueurs d'onde le flux apparent dépend faiblement du redshift (le décalage du pic est compensé par l'éloignement de la source). Cette figure est extraite de Guiderdoni et al. (1998).

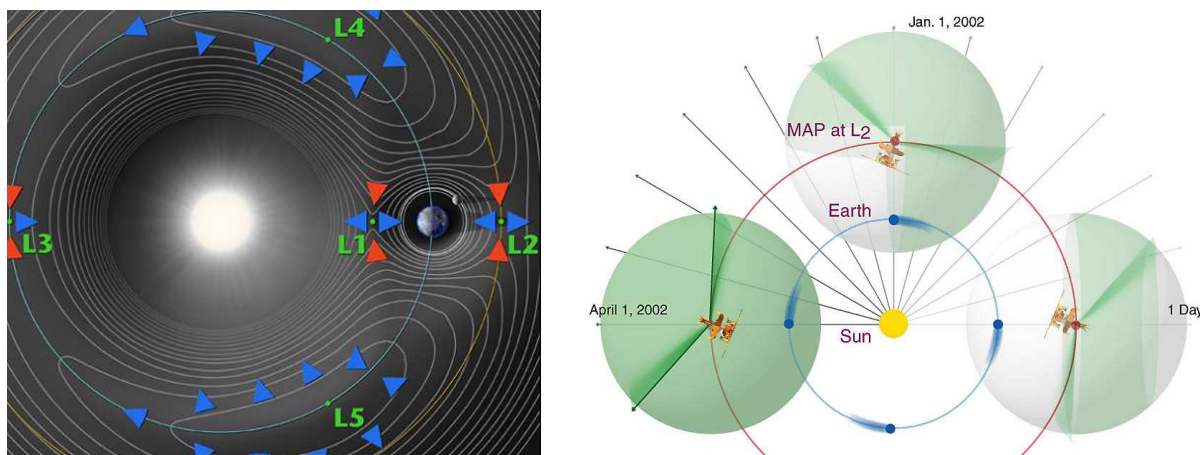


FIG. 1.12 À gauche les lignes de champ gravitationnel sont représentées pour le système Terre-Soleil. Herschel orbitera autour de L2 à 1.5 million de km de la Terre. À droite nous voyons l'exemple du télescope WMAP qui a déjà orbité autour de L2 (les distances ne sont pas à l'échelle). Notez que le miroir pointe toujours dans une direction opposée à celle du Soleil. (images empruntées sur <http://www.iscap.columbia.edu/> et <http://map.gsfc.nasa.gov/>)

### 1.3.2 Le satellite

#### L'orbite

Le satellite Herschel doit être satellisé sur une orbite de Lissajou autour du point de Lagrange L2 du système Terre-Soleil à environ 1.5 millions de km de la Terre. L2 est un point de l'espace où la dérivée du champ de gravitation est nulle (cf figure 1.12) ; c'est un point métastable, le satellite nécessite donc quotidiennement de petits ajustements de trajectoire. Cette orbite est particulièrement intéressante car elle offre un environnement thermique très stable pour le télescope. L'environnement électromagnétique est également très stable, le satellite ne traverse pas les ceintures de radiation qui entourent la Terre comme c'était le cas d'ISO sur son orbite HEO (*Highly Elliptical Orbit*).

Le transfert du satellite de la Terre vers L2 dure environ 6 mois durant lesquels les instruments seront testés dans des conditions représentatives des conditions d'opération. La phase de vérification des performances ainsi que l'optimisation des modes d'observation auront lieu pendant le transfert, ceci afin de s'assurer que les trois années d'opération à L2 seront efficaces dès le premier jour.

#### Le cryostat

Tous les instruments scientifiques embarqués sur Herschel nécessitent des températures de fonctionnement cryogéniques. Le satellite embarque donc un cryostat qui contient une grande quantité d'hélium superfluide. Il fournit aux instruments deux niveaux de température, le *niveau 0* à 1.7 K (température de l'hélium pompé) et le *niveau 1* à environ 5 K (température de l'hélium gaz qui s'échappe du cryostat mais qui est quand même utilisé pour refroidir les

instruments avant d'être libéré dans le vide). Remarquez que la durée de la mission est déterminée par la quantité d'hélium présente dans le cryostat au moment du lancement ; en l'occurrence les 3500 litres doivent assurer une mission de 3.5 ans (6 mois de transfert et 3 ans d'observations à L2). Les trois instruments sont installés à l'intérieur du cryostat comme le montre la photographie de la figure 1.13. Pour réduire les coûts de développement, ce cryostat utilise les technologies déjà développées pour le cryostat de ISO (Juillet et al. 1997).

### Le module de service

Le rôle du module de service (SVM) est de contrôler tout ce qui se passe à bord du satellite, en particulier le contrôle d'attitude et d'orbite. Le SVM est également appelé plateforme car il sert de support à toute la structure, il est visible sur la figure 1.10 sous le cryostat. Il contient les boîtiers d'électronique chaude de chacun des instruments scientifiques et assure les communications entre la Terre et les instruments. Notez que la bande passante est limitée à 130 kbps (kbits/seconde).

### Le télescope

Le télescope Herschel est de type Ritchey-Chrétien avec un miroir primaire de 3.5 m de diamètre et un miroir secondaire légèrement sous-dimensionné ; le diamètre effectif du télescope est alors de 3.3 m, ce qui en fait le télescope le plus grand jamais envoyé dans l'espace. La précision de surface (*WaveFront Error*) mesurée à 70 K est de 5.5  $\mu\text{m}$ . Le miroir est constitué à 90 % de carbure de silicium (SiC) et pèse seulement 315 kg.

Au-delà de la résolution spatiale imposée par la taille du miroir, le télescope joue un rôle crucial sur les performances finales des instruments. En effet, la sensibilité des photomètres dépend significativement du flux incident, ce dernier étant imposé par la température et l'émissivité des miroirs primaire et secondaire. Pour plus de détails, le lecteur peut se reporter à l'article de Fischer et al. (2004) qui présente des mesures d'émissivité en fonction de la température du miroir et de sa « propreté » (en terme de dépôts de poussières). Pour un télescope refroidi passivement à  $\sim 85$  K, Fischer et al. donnent l'émissivité :

$$\epsilon(\lambda) = 3.36 \times 10^{-5} \lambda^{-1/2} + 2.73 \times 10^{-7} \lambda^{-1} \quad (1.3)$$

où  $\lambda$  est exprimé en m.

Pour ne pas perturber l'équilibre thermique du miroir, le télescope est en permanence à l'ombre du Soleil derrière les panneaux solaires. La température du primaire devrait donc être extrêmement homogène. Les prédictions donnent un gradient de température d'environ 0.2 K dans la direction du soleil et de  $\sim 0$  K dans la direction perpendiculaire. La différence de température entre les miroirs primaire et secondaire devrait être de l'ordre de 2 K. D'autre part, pour que les panneaux solaires pointent en permanence vers le Soleil, les régions du ciel accessibles à Herschel à une époque donnée sont limitées. En effet le satellite peut tourner sur 360° autour de l'axe Terre-Soleil mais il est restreint à  $\pm 30^\circ$  dans la direction perpendiculaire. La programmation des observations dépend donc fortement de la période de l'année considérée.

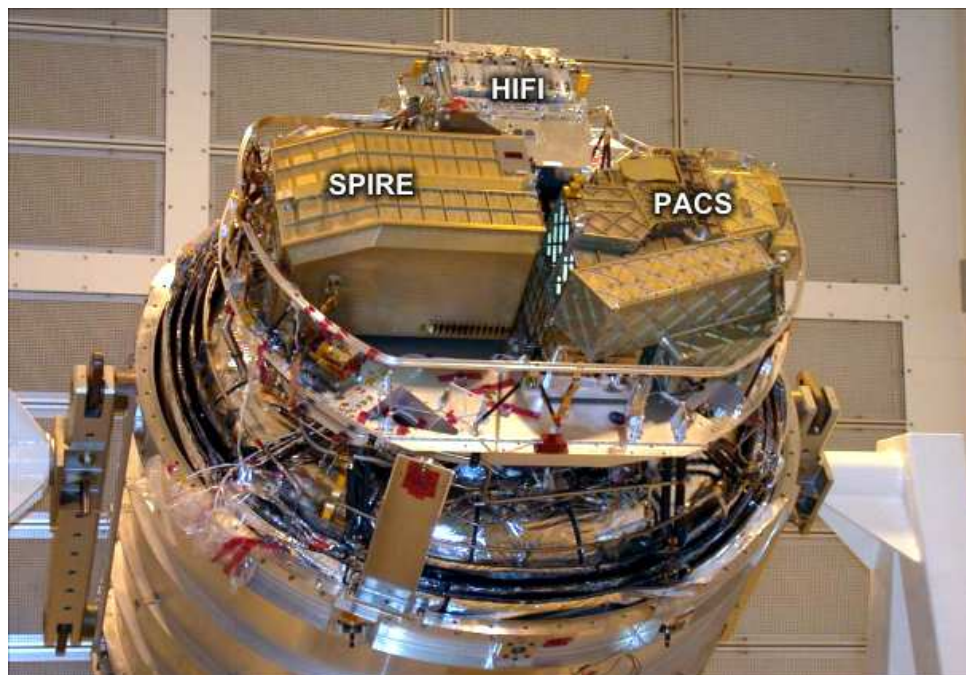
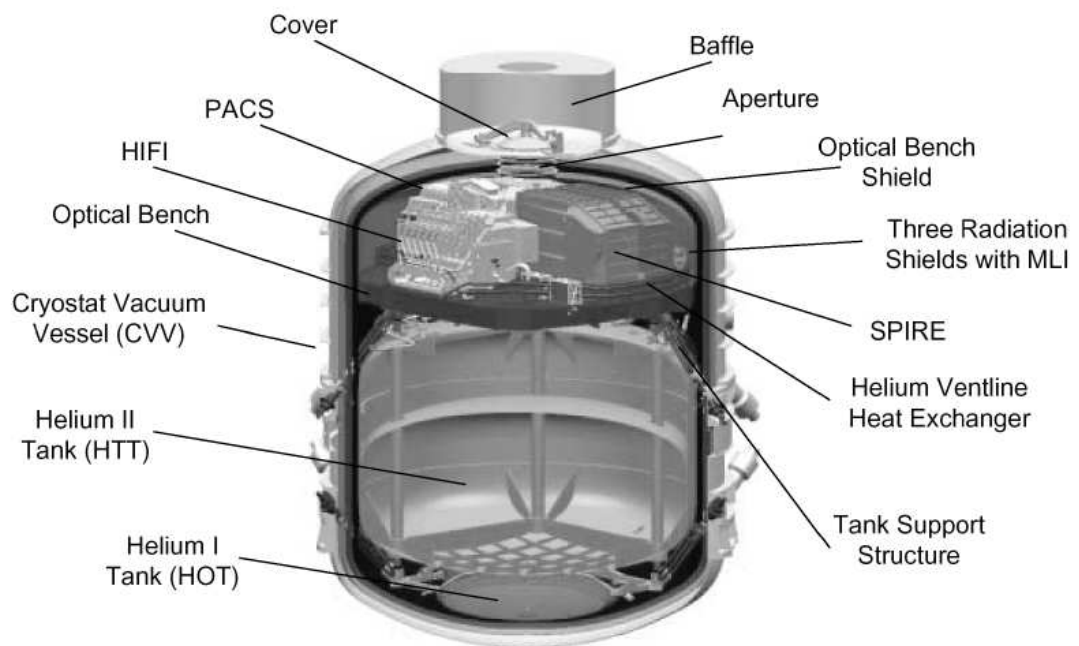


FIG. 1.13 Vue en coupe du cryostat du satellite Herschel, il peut contenir 3500 litres d'hélium superfluide. Photographie des trois instruments intégrés sur le plateau optique à l'intérieur du cryostat. Ces instruments sont les modèles de qualification. (images empruntées sur <http://esa-multimedia.esa.int/>)

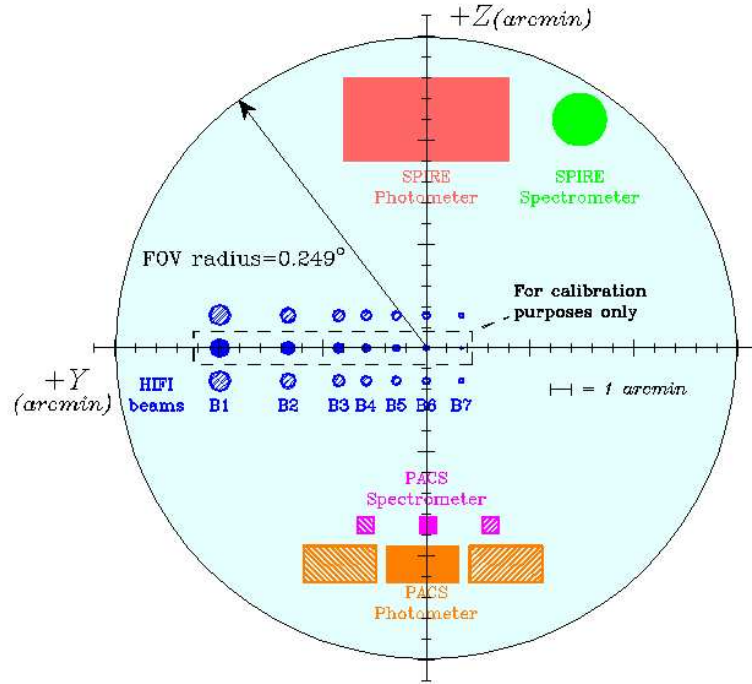


FIG. 1.14 Plan focal de l'Observatoire Herschel avec le détail des champs de vue des trois instruments scientifiques. (crédits ESA)

Le plan focal du télescope se trouve à environ 1 m sous le miroir primaire, à l'intérieur du cryostat (cf figures 1.13 et 1.14). Le plan focal est légèrement courbé ce qui entraîne quelques aberrations optiques. Par ailleurs, la mise au point du télescope n'est pas réglable une fois que le satellite est assemblé.

Notez que pendant le premier mois après le lancement, le cryostat restera fermé et que le miroir sera chauffé pour permettre un dégazage complet du satellite et ainsi éviter que le gaz n'aille se condenser sur les parties les plus froides du satellite, i.e. les détecteurs.

### Les instruments scientifiques

L'Observatoire Spatial Herschel possède trois instruments scientifiques. Les trois technologies que nous avons présentées dans la section 1.2.2 sont représentées.

#### ► HIFI

HIFI (de Graauw et al. 2005) est l'instrument hétérodyne de Herschel (Heterodyne Instrument for the Far Infrared). C'est un spectromètre à très haute résolution ( $\lambda/\Delta\lambda > 10^6$ ) qui couvre 7 bandes spectrales entre 157 et 625  $\mu\text{m}$  (1910-480 GHz), avec un trou entre 212 et 240  $\mu\text{m}$ . Les cinq bandes « basse fréquence » utilisent des mélangeurs SIS, les deux autres bandes utilisent des HEB. Deux polarisations sont mesurées pour chaque bande. Les détecteurs de HIFI sont mono-pixel, la résolution spatiale va de 12 à 40". Avec une résolution en vitesse comprise entre 0.3 et 300 km/s, HIFI est idéal pour étudier précisément la dynamique du gaz

dans des objets de nature très différentes (galaxies, Galaxie, cœurs denses, jets, etc...). De plus, il observera dans un régime de longueur d'onde encore inexploré depuis l'espace, il pourrait donc découvrir de nouvelles molécules dans le milieu interstellaire ou dans les atmosphères planétaires et cométaires. HIFI a également accès à de nombreuses raies spectrales de l'eau pour des densités et niveaux d'excitation très variés, et l'étude de cet élément sera centrale dans le programme scientifique de l'instrument.

### ► SPIRE

SPIRE (Griffin et al. 2006) est le spectro-imageur grande longueur d'onde de Herschel (Spectral and Photometric Imaging receiver). Le photomètre observe simultanément dans trois bandes spectrales centrées à 250, 350 et 500  $\mu\text{m}$ . Le champ de vue est de  $4' \times 8'$  et la taille du faisceau (PSF) est de 18, 25 et 36'' respectivement. Le spectromètre est de type Mach-Zender, c'est un spectromètre imageur à transformée de Fourier. Son champ de vue est de 2.6'. Sa résolution spectrale est comprise entre 20 et 1000 à 250  $\mu\text{m}$ . SPIRE utilise 5 matrices de bolomètres (3 pour le photomètre, 2 pour le spectromètre) pour un total de 326 bolomètres individuels de type *spiderweb* avec thermomètres NTD Ge. Les bolomètres fonctionnent à 300 mK et sont couplés avec le télescope par des cônes de Winston de diamètre  $2F\lambda$ . SPIRE possède un miroir orientable très rapide qui permet d'effectuer des observations adaptées à ce type de plan focal (*jiggling* pour échantillonner le ciel à Nyquist, cf section 2.2.3).

### ► PACS

PACS (Poglitsch et al. 2006) est le spectro-imageur qui couvre la gamme 60-210  $\mu\text{m}$  (Photodetector Array Camera and Spectrometer). Il utilise des photoconducteurs Ge:Ga pour la spectrométrie ( $2 \times 16 \times 25$  pixels) et des matrices de bolomètres pour la photométrie ( $16 \times 32$  et  $32 \times 64$  pixels). Pour le spectromètre, le champ de vue de  $47'' \times 47''$  est découpé sur un quadrillage de  $5 \times 5$  puis ré-imagé le long d'une fente pour être ensuite dispersé par un réseau et imagé sur les détecteurs. C'est un spectromètre intégral de champ. La résolution spectrale est comprise entre 1000 et 2000. Le photomètre sera décrit en détail dans la section 1.3.3. Nous distinguons deux sous-systèmes pour PACS : le FPU (Focal Plane Unit) qui se trouve dans le cryostat et l'électronique chaude qui est située dans le module de service. PACS possède deux sources de calibration internes situées de part et d'autre du champ de vue ainsi qu'un chopper ultra-rapide (Krause et al. 2006). L'instrument au complet pèse 130 kg (75 kg pour le FPU) et nécessite une puissance de 100 W pour fonctionner.

## 1.3.3 Le photomètre de PACS

Nous revenons dans cette section sur le photomètre de l'instrument PACS, le PhFPU (*Photometer Focal Plane Unit*), qui a été conçu par le CEA et qui abrite les 10 matrices de bolomètres sur lesquelles j'ai effectué mon travail de thèse. Nous présentons maintenant le PhFPU de manière assez générale pour mettre en avant l'environnement immédiat des détecteurs ; nous décrirons en détail le principe de fonctionnement des matrices dans le chapitre 3.



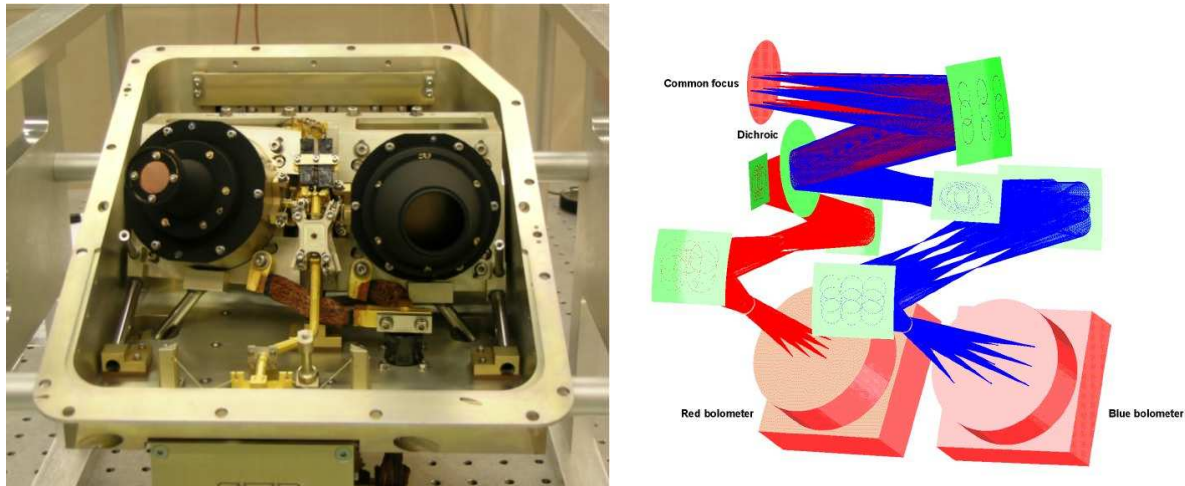


FIG. 1.15 A gauche, photographie du modèle de vol du PhFPU lors de son assemblage. Le Photomètre possède deux plans focaux. Les détecteurs sont situés à la base des deux cônes noirs qui servent à définir le champ de vue de la caméra et à bloquer la lumière parasite. La voie rouge est à droite, la bleue à gauche. La barre métallique jaune qui se trouve entre les deux plans focaux (en dessous) fournit les 300 mK nécessaires au fonctionnement des bolomètres. Elle est reliée au cryo-réfrigérateur qui se situe sous le PhFPU (en partie visible sur la photo). Les dimensions du photomètre sont de  $260 \times 348.5 \times 216$  mm, il pèse 8.2 kg. Le schéma de droite montre comment le dichroïque sépare la lumière entre la voie bleue et rouge. (crédit CEA)

## Description générale

Le PhFPU possède deux voies d'imagerie : la voie « bleue » qui couvre le domaine spectral de 60 à  $130 \mu\text{m}$ , et la voie « rouge » de 130 à  $210 \mu\text{m}$ . Les deux voies sont illuminées simultanément grâce à un miroir dichroïque situé sur le chemin optique, ce miroir est réfléchissant en-dessous de  $130 \mu\text{m}$  et transparent au-delà (cf figure 1.15). La voie bleue est de plus scindée en deux bandes spectrales par le biais d'une roue à filtre située entre le miroir dichroïque et le détecteur (la roue à filtre n'est pas représentée sur la figure). Nous distinguons donc la bande bleue courte longueur d'onde de 60 à  $85 \mu\text{m}$  et la bande bleue grande longueur d'onde, aussi appelée bande verte, de 85 à  $130 \mu\text{m}$ . Le PhFPU observe donc dans deux bandes simultanément : les bandes bleue et rouge ou bien verte et rouge. La figure 1.16 montre la transmission du système optique dans chacune de ses trois bandes spectrales, elle est d'environ 50 %. Notez que les bolomètres étant des détecteurs large bande, il est nécessaire de filtrer le rayonnement infrarouge proche et moyen pour éviter une surcharge optique sur les détecteurs (augmentation indésirable du bruit de photon et de la puissance incidente). Le système optique est limité par la diffraction à  $\sim 100 \mu\text{m}$ .

Les plans focaux bleu et rouge (BFP, *Bolometer Focal Plane*) sont composés de mosaïques de matrices de bolomètres : la voie bleue compte 2048 pixels ( $4 \times 2$  matrices de  $16 \times 16$  bolomètres chacune) et la voie rouge 512 pixels (2 matrices). Le champ de vue des deux BFP est de  $3.5' \times 1.75'$ . Un pixel bleu projeté sur le ciel représente un carré de  $3.2'' \times 3.2''$ , les pixels

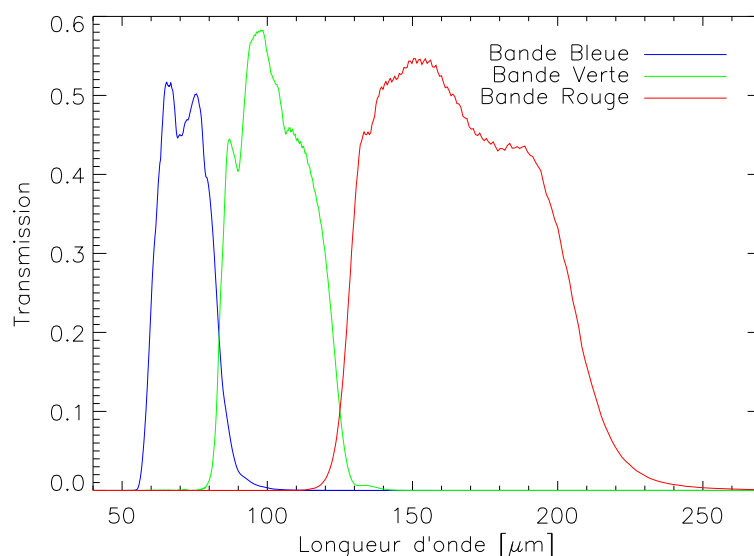


FIG. 1.16 Courbes de transmission globale des filtres et dichroïque du Photomètre PACS dans chacune des bandes. La transmittance a été mesurée pour des filtres thermalisés à environ 5 K et un dichroïque à température ambiante. L'efficacité d'absorption des bolomètres n'intervient pas dans le calcul de ces courbes.

rouges sont deux fois plus grands (les pixels bleus et rouges ont la même taille physique mais la longueur d'onde est deux fois plus grande sur la voie rouge). La figure 1.17 montre les deux BFP avant intégration dans le PhFPU. La structure circulaire qui entoure les détecteurs est maintenue à 2 K alors que la structure centrale qui supporte les bolomètres est thermalisée à 300 mK. Cette dernière est attachée à la structure 2 K par un système de poulies et de fils de kevlar qui isole thermiquement les deux éléments. Cette architecture est extrêmement solide, le PhFPU a d'ailleurs passé avec succès la campagne de qualification spatiale, avec entre autre des tests de vibrations à froid.

Pendant la campagne d'étalonnage menée au MPE (Garching, Allemagne), l'équipe a testé un équipement que nous appelons le XY-Stage avec une source tout à fait remarquable. En fait, le XY-Stage est un boîtier externe au cryostat de test qui permet d'illuminer le FPU avec des sources généralement ponctuelles et de les déplacer dans le champ de vue pour simuler différentes techniques d'observation. D'autre part, la mascotte de PACS étant un ours polaire, ils ont découpé la forme d'un ours dans une plaque métallique et ont utilisé le XY-stage pour « simuler » l'observation de Ursa Major avec le photomètre PACS ! Une des images du balayage est devenue le logo de l'instrument PACS, elle est présentée dans la figure 1.18. Notez de plus que ce « test » a permis de mettre en évidence un cross-talk électrique sur les matrices du BFP rouge (cf section 5.5.3).

L'électronique chaude nécessaire pour lire le signal bolométrique se situe dans le module de service du satellite, c'est-à-dire à une distance de 7 m et à une température 10 fois plus élevée



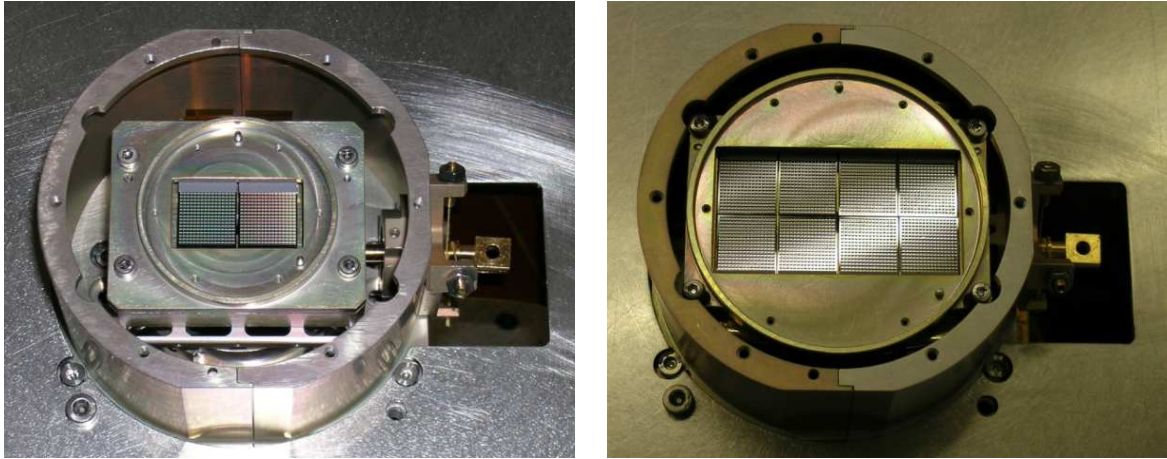


FIG. 1.17 Photographie des deux BFP du PhFPU avant intégration dans le photomètre. À gauche le BFP rouge contient 2 matrices de  $16 \times 16$  bolomètres chacune. Les matrices de bolomètres seront décrites en détails dans le chapitre 3. À droite, le BFP bleu est composé d'une mosaïque de 8 matrices pour un total de 2048 bolomètres. C'est à ce jour le détecteur qui contient le plus grand nombre de bolomètres. Pour chacun des BFP, la structure circulaire interne qui porte les bolomètres (étage 300 mK) est thermiquement isolée de la structure cylindrique (étage 2 K) qui la supporte mécaniquement par des fils de Kevlar. Le doigt froid qui connecte thermiquement les bolomètres au cryo-réfrigérateur est visible à droite sur chacune des photographies. (crédit CEA)

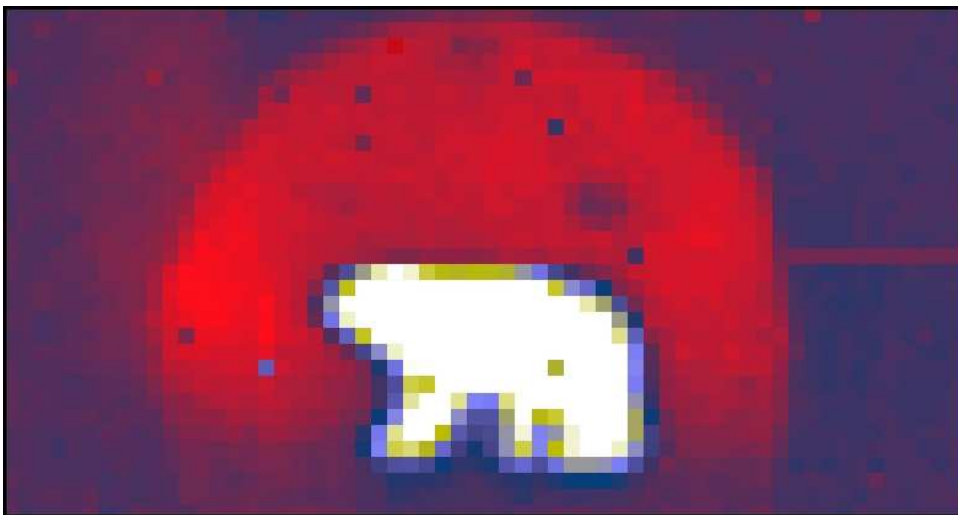


FIG. 1.18 Observation de Ursa Major avec PACS! En réalité, cette image est extraite d'une simulation d'observation réalisée avec le XY-Stage du banc de test de Garching. Le soleil couchant (ou plutôt disque rouge en fond) correspond à des réflexions internes sur la fenêtre d'entrée du cryostat ('300 K). Cette image est maintenant devenue le logo de l'instrument PACS.

que le PhFPU. L'électronique chaude se compose de plusieurs éléments, en partant du PhFPU vers la plateforme du satellite nous trouvons :

**BOLC** : C'est le boîtier électronique qui contrôle les matrices de bolomètres et le cryo-réfrigérateur (cf section 1.3.3). Il pèse un peu plus de 18 kg, consomme environ 44 W en mode de fonctionnement nominal<sup>12</sup>, c'est-à-dire en mode d'observation, et fonctionne à une température d'environ 300 K. Une description détaillée est présentée dans la section 3.3.2. Notez simplement que le débit de données générées par les deux plans focaux<sup>13</sup> du PhFPU est de l'ordre de 1600 kbits/s. Les données de *House Keeping*<sup>14</sup> sont échantillonnées à 0.5 Hz et occupent environ 1 % de la bande passante de la téléométrie.

**DECMEC** : Ce boîtier contrôle les photoconducteurs du spectromètre ainsi que toutes les parties mécaniques (roue à filtres, chopper, réseau) et les sources de calibration de PACS. Il transmet également le signal brut vers le SPU (*Software Processing Unit*). Du point de vue de BOLC, DECMEC est un fil électrique qui le connecte au SPU.

**SPU** : Du fait de la faible bande passante disponible pour communiquer avec la Terre (130 kbps), le SPU effectue un pré-traitement du signal (photomètre et spectromètre) ainsi qu'une compression des données. Pour le photomètre, il est nécessaire de réduire le débit de données par un facteur 16. Un facteur de compression légèrement inférieur à 4 est réalisé sans perte de données<sup>15</sup>, et le facteur 4 restant est atteint en moyennant 4 images successives. L'avantage de ce type de « compression » est que le rapport signal-à-bruit des données transmises est augmenté d'un facteur 2 ; l'inconvénient est que l'information contenue dans ces 4 images se trouve « mélangée » (cf section 6.4.3).

**DPU** : C'est un boîtier électronique numérique qui est à l'interface entre PACS et le satellite. Il gère notamment l'aspect téléométrie/télécommande.

Tous les boîtiers de la chaîne électronique de PACS possèdent des voies nominales et redondantes, ceci afin d'assurer une bonne fiabilité du système.

## Le cryo-réfrigérateur

Le satellite fournit au PhFPU une température minimum de 1.7 K. Cependant, les matrices de bolomètres requièrent d'être refroidies à 300 mK pour fonctionner. C'est donc le rôle du cryo-réfrigérateur d'abaisser la température des BFP. Le cryo-réfrigérateur à adsorption de PACS a été conçu par le service des basses températures du CEA (Duband and Collaudin 1999), celui utilisé pour l'instrument Herschel/SPIRE en est une copie quasi-conforme. Le principe de fonctionnement de ce cryo-réfrigérateur est relativement simple et efficace, il ne contient aucune partie mobile (très adapté aux contraintes spatiales), nous allons donc brièvement décrire son concept et présenter ses performances.

<sup>12</sup>Il ne consomme que 6.9 W durant le recyclage du cryo-réfrigérateur et 6.0 W en *standby*.

<sup>13</sup>Au total 2560 pixels échantillonnés à 40 Hz dont le signal de chaque pixel est codé sur 16 bits.

<sup>14</sup>Ces données contiennent les informations sur l'état de fonctionnement du satellite comme par exemple le pointage, la température des instruments ou encore la position d'une roue à filtre.

<sup>15</sup>L'efficacité de cet algorithme dépend des propriétés du signal.

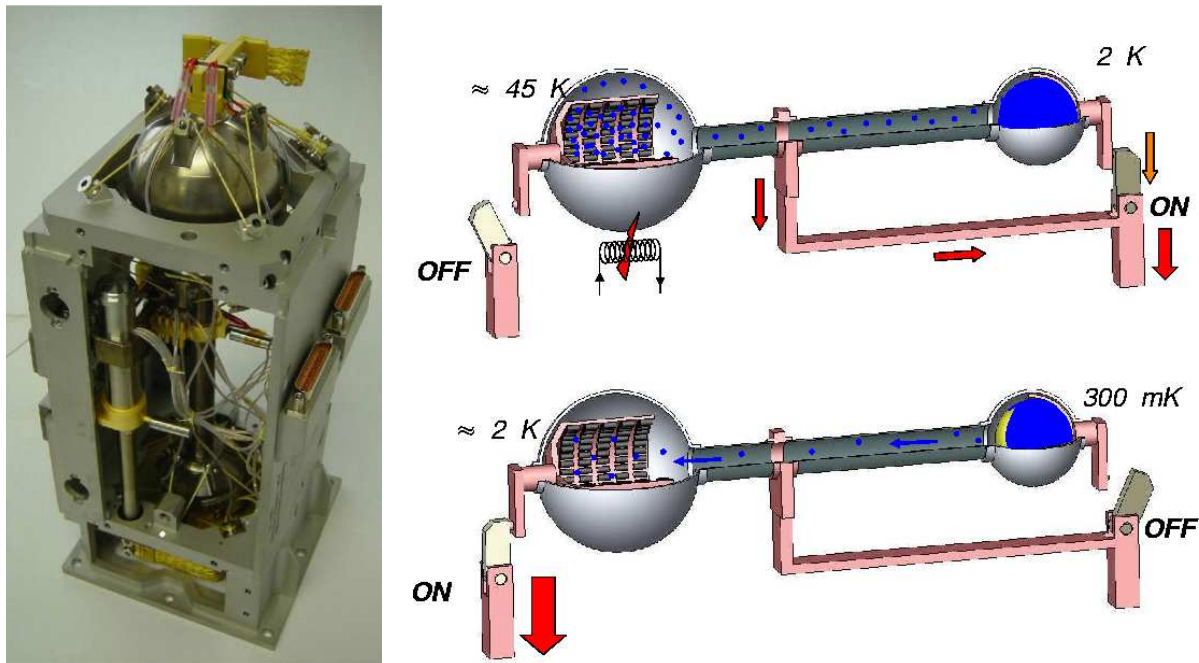


FIG. 1.19 Photographie du cryo-réfrigérateur de PACS. Nous voyons la sphère qui est maintenue en suspension par des fils de kevlar. Le schéma de droite présente le fonctionnement du cryo-réfrigérateur. En haut, la pompe est chauffée pour désorber le gaz qui va se condenser dans l'évaporateur (sphère de droite). En bas, la pompe est connectée au *niveau 0* et les charbons actifs pompent l'hélium liquide, la température du liquide en ébullition chute à  $300\text{ mK}$ . Ce schéma est extrait de la présentation de Laurent Clerc pour la conférence « Cryogénie spatiale » en avril 2005. (crédit CEA)

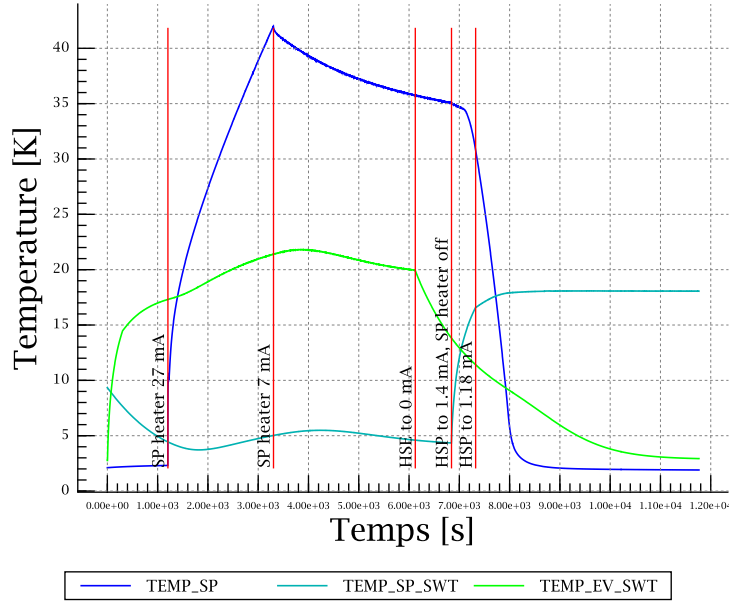
Le fonctionnement du cryo-réfrigérateur à adsorption repose sur l'évaporation d'une petite quantité de  $^3\text{He}$  qui permet d'abaisser la température de la phase liquide jusqu'à  $250\text{--}300\text{ mK}$ . Schématiquement, le cryo-réfrigérateur se présente sous la forme de deux sphères en titane reliées par un tube. Dans l'une de ces sphères que nous appelons la *pompe* se trouve quelques grammes de charbons actifs. Ces charbons sont très poreux et possèdent une capacité extraordinaire à adsorber le gaz (un gramme de charbon actif représente une surface spécifique d'environ  $2000\text{ m}^2$ ). La pompe est reliée au *niveau 0* ( $\sim 2\text{ K}$ ) par un interrupteur thermique. Une chaufferette située sur la sphère permet de changer la température des charbons, et ainsi de contrôler leur vitesse d'adsorption et de désorption. L'autre sphère s'appelle l'*évaporateur*, elle contient une mousse qui permet de retenir le liquide par capillarité en l'absence de pesanteur. Elle est également liée au *niveau 0* par un interrupteur thermique ce qui permet de condenser l'hélium pendant la phase de recyclage. Le tube qui relie les deux sphères est thermalisé à  $2\text{ K}$  pour isoler thermiquement la partie chaude de la partie froide, c'est-à-dire la pompe de l'évaporateur. La structure pompe/évaporateur/tube est maintenue dans un châssis à  $4\text{ K}$  par des fils de kevlar pour assurer une bonne isolation thermique. La figure 1.19 présente une photographie du cryo-réfrigérateur de PACS et un schéma explicatif de son fonctionnement.

L'étape de recyclage consiste à chauffer la pompe avec la chaufferette jusqu'à environ 45 K. Le gaz contenu dans les charbons actifs est désorbé et va condenser dans l'évaporateur qui est maintenu à 2 K. Lorsque tout l'hélium est en phase liquide, le chauffage est arrêté, la pompe est connectée au *niveau 0* par l'interrupteur thermique et l'évaporateur est déconnecté du *niveau 0* en ouvrant son interrupteur thermique. La température des charbons passe à 2 K augmentant ainsi considérablement leur pouvoir d'adsorption, pour suivre la chute de pression dans l'évaporateur l'hélium liquide se met à bouillir et sa température chute alors à  $\sim 260$  mK. Le cryo-réfrigérateur maintient cette température au niveau de l'évaporateur tant qu'il reste du liquide à évaporer. La figure 1.20 montre l'évolution des températures du cryo-réfrigérateur durant un recyclage.

Lors des tests effectués à Saclay, nous avons obtenus une autonomie de 59 heures avec un recyclage de 2 heures et un *niveau 0* à 1.6 K. Durant la campagne d'étalonnage de PACS au MPE, un recyclage de 2 heures ne donnait qu'une autonomie de  $\sim 35$ -40 heures (le *niveau 0* du cryostat PACS est supérieur à 1.6 K). Néanmoins, des recyclages de 3 heures nous ont permis d'obtenir une autonomie de 45-50 heures (il faut attendre que l'évaporateur passe en dessous des 2 K avant de le connecter aux BFP). Bien que l'autonomie du cryo-réfrigérateur dépende du *niveau 0*, la température de l'évaporateur est extrêmement reproductible quel que soit le *niveau 0*.

La description du photomètre PACS a été inspirée de l'article publié dans les proceedings de la conférence SPIE 2006 d'Orlando où j'ai présenté à l'oral les performances du PhFPU. Le lecteur pourra consulter cet article dans l'annexe A.

Températures durant le recyclage du cryo-réfrigérateur



Températures durant le recyclage du cryo-réfrigérateur

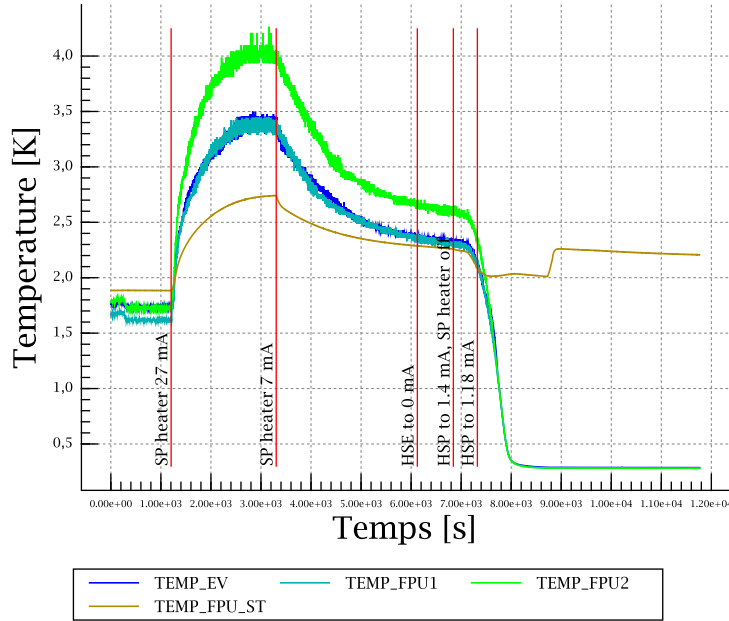


FIG. 1.20 Évolution de la température des différents éléments du cryo-réfrigérateur (en haut) et du PhFPU (en bas) durant un recyclage. TEMP\_SP et TEMP\_EV sont les températures de la pompe et de l'évaporateur respectivement. TEMP\_SP\_SWT et TEMP\_EV\_SWT sont les températures des interrupteurs thermiques de la pompe et de l'évaporateur respectivement (ils sont passants quand ils sont chauds). TEMP\_FPU1 est la température du BFP rouge, TEMP\_FPU2 celle du BFP bleu et TEMP\_FPU\_ST celle de la structure du PhFPU. Ce recyclage a duré environ 2 heures.

## Chapitre 2

# La bolométrie

Ce chapitre introduit les concepts fondamentaux qui régissent le fonctionnement d'un bolomètre. Nous commencerons par décrire le travail de S.P. Langley qui fabriqua le tout premier bolomètre de l'histoire à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle. Nous verrons ensuite la description détaillée du comportement thermique de ce type de détecteur ainsi que les différentes sources de bruit inhérentes à l'utilisation de bolomètres. Enfin, nous ferons le tour des instruments actuellement en opération sur les grands télescopes (sub-)millimétriques en insistant sur les aspects thermométriques et optiques de la détection bolométrique.

### 2.1 Des détecteurs thermiques

*« I call the instrument provisionally the “Bolometer” (βολή, μέτρον), or “Actinic Balance”, because it measures radiations and acts by the method of the “bridge” or “balance”, there being always two arms, usually in juxtaposition, and exposed alike to every similar change of temperature arising from surrounding objects, air-currents, etc., so that the needle is (in theory at least) only affected when radiant heat, from which one balance-arm is shielded, falls on the other. »*

Extrait de Langley (1881), p.349.

#### 2.1.1 De la thermopile à l'invention du bolomètre

Le bolomètre fut inventé en 1880 par un ingénieur américain du nom de Samuel Pierpont Langley (Langley 1881). Il fabriqua cet instrument de mesure dans le but d'étudier la « distribution de chaleur » dans le spectre du Soleil. À cette époque, les physiciens spectroscopistes utilisaient des prismes en verre pour réfracter la lumière du Soleil et ainsi séparer la lumière visible et le rayonnement thermique, comme l'avait fait Herschel au début du XIX<sup>e</sup> siècle (cf section 1.1). Cependant Langley savait que les lois qui régissent la réfraction de « l'ultra-rouge » dans un prisme dépendent des propriétés physiques du matériau. Donc, en plus du verre, il travaillait avec des prismes en sel cristallin (*rock-salt* en anglais) ou en fluorite. Il a d'ailleurs mesuré l'indice de réfraction du sel cristallin jusqu'à 10  $\mu\text{m}$  (Langley and Abbot 1900) en s'appuyant sur les résultats de Paschen (1894) et Keeler (1895). Il a donc pu déduire une relation entre l'angle de réfraction et la longueur d'onde, relation qu'il utilisait ensuite pour étalonner ses « bolographes » (spectres) en longueur d'onde.

Avant 1880, Langley mesurait le flux d'énergie IR réfracté par le prisme avec une thermopile<sup>1</sup>. Mais après plusieurs années passées à travailler avec ces thermopiles, il en est arrivé à la conclusion que ce type de détecteur n'était qu'un simple indicateur de rayonnement et non un instrument de mesure suffisamment précis pour étudier le spectre solaire. Il se lance en 1879 dans la fabrication d'un nouvel instrument qu'il décide d'appeler *bolomètre* :

*« The earliest design was to have two strips of thin metal, virtually forming arms of a Wheatstone's Bridge, placed side by side in as nearly as possible identical conditions as to environment, of which one could be exposed at pleasure to the source of radiation. As it was warmed by this radiation and its electric resistance proportionally increased over that of the other, this increased resistance to the flow of the current from a battery would be measured (by the disturbance of the equality of the "bridge" currents) by means of a galvanometer. »* Extrait de Langley 1881, page 343.

Les premiers travaux de Langley sur les bolomètres sont consignés dans un article très intéressant publié en 1881 (Langley 1881) dans les « *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences* ». La figure 2.1 contient trois illustrations extraites de cet article. Nous trouvons en bas un dessin de l'enceinte qui abrite le bolomètre, en haut à gauche se trouve un dessin de la partie sensible à la lumière infrarouge, c'est-à-dire le bolomètre lui-même, et en bas à droite nous voyons le schéma électrique, en configuration de pont de Wheatstone, que Langley utilisait pour lire le signal aux bornes de la résistance. La région dénommée *A* sur la droite du schéma constitue la partie sensible du détecteur, une résistance est exposée à la radiation thermique du Soleil alors que l'autre ne l'est pas. Le changement de température dû au flux incident change l'impédance de la résistance exposée et déséquilibre le pont de Wheatstone. Un galvanomètre (*G* sur la figure) mesure la variation du courant qui circule dans le bolomètre et détecte ainsi l'énergie absorbée. Langley a fabriqué de nombreux bolomètres avec des résistances en fer, en acier, en carbone mais le matériau qui donne les meilleurs résultats reste le platine (ce qui n'est vrai qu'à température ambiante, le platine est en plus très pratique puisque c'est un matériau relativement maléable). Il fabrique lui-même ces résistances en forme de fines bandelettes de 2 à 10  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, de 1 cm de long et de 1 mm de large. Ces bandelettes de platine ont une impédance de quelques Ohms, et les variations de température typiques, lorsqu'elles sont exposées à la lumière réfractée du Soleil, sont de l'ordre de 7 degrés. D'après son article de 1881, cet instrument de mesure est capable de détecter un échauffement de la résistance inférieur à «  $\frac{1}{10000}$  » degrés Celsius ! Les performances du bolomètre de Samuel Langley sont exceptionnelles, elles sont bien meilleures que celles de la plus sensible des thermopiles.

Cependant, pour Samuel Langley, l'invention du bolomètre n'était pas une finalité mais plutôt un moyen pour étudier le Soleil dans un domaine de longueur d'onde encore inexploré. Il mesure

<sup>1</sup>Une thermopile est une association en série de thermocouples qui utilisent l'effet thermo-électrique, ou effet Seebeck, pour générer une différence de potentiel à partir d'un gradient de température le long d'un matériau conducteur.



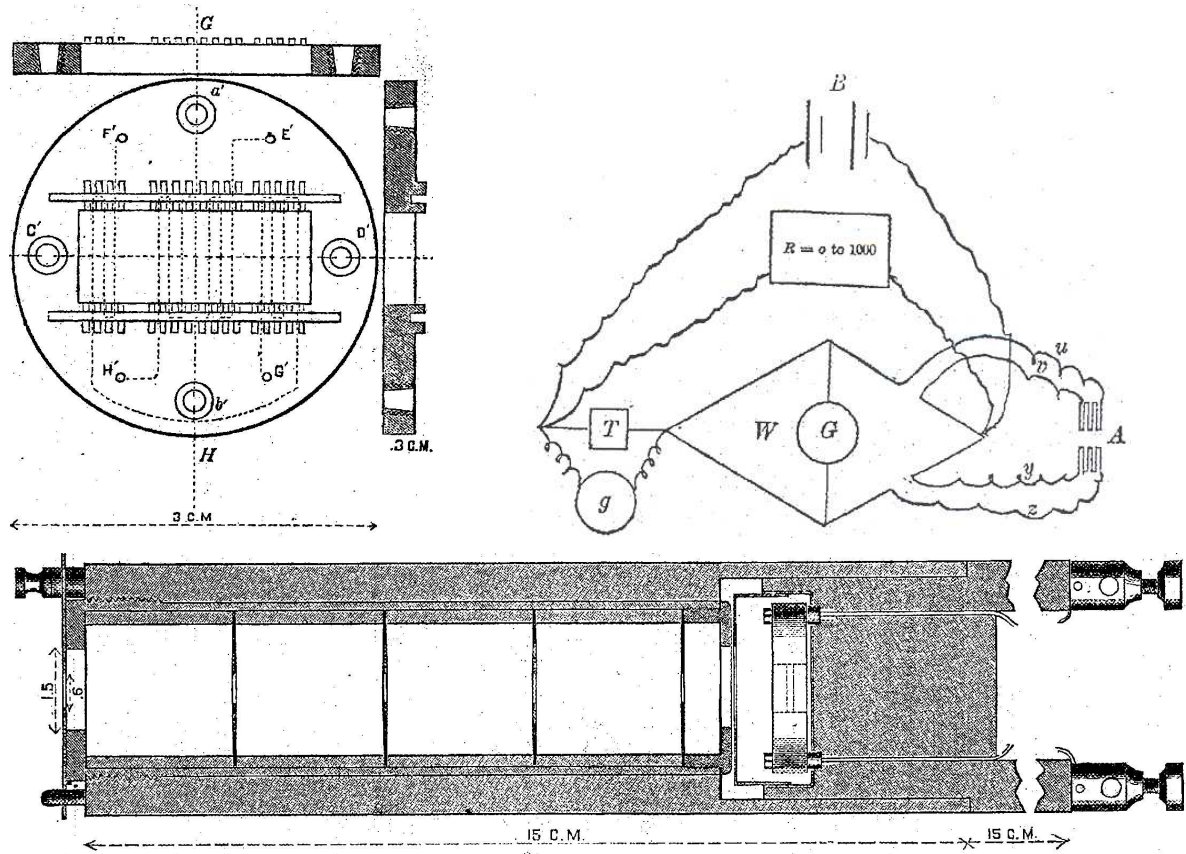


FIG. 2.1 Schéma du premier bolomètre conçu par Samuel Langley en 1881 avec lequel il mesura le spectre solaire dans l'infrarouge proche. *En bas* : Enceinte du bolomètre. La lumière rentre par la gauche, passe les 4 diaphragmes qui minimisent la circulation d'air dans l'instrument (donc les fluctuations de température), puis elle est absorbée par les bandelettes de platine qui sont reliées électriquement à l'extérieur par deux fils connecteurs (visibles en bas à droite). *En haut à gauche* : Vues de dessus et en coupe du détecteur. Les bandelettes de platine sont suspendues et placées l'une à la suite de l'autre en série. *En haut à droite* : Schéma électrique du pont de Wheaton utilisé par Langley pour mesurer les variations d'impédance de son bolomètre. Il mesure le déséquilibre du pont avec le galvanomètre  $G$ . Le potentiomètre  $R$  est utilisé pour réguler le courant qui alimente le pont bolométrique.



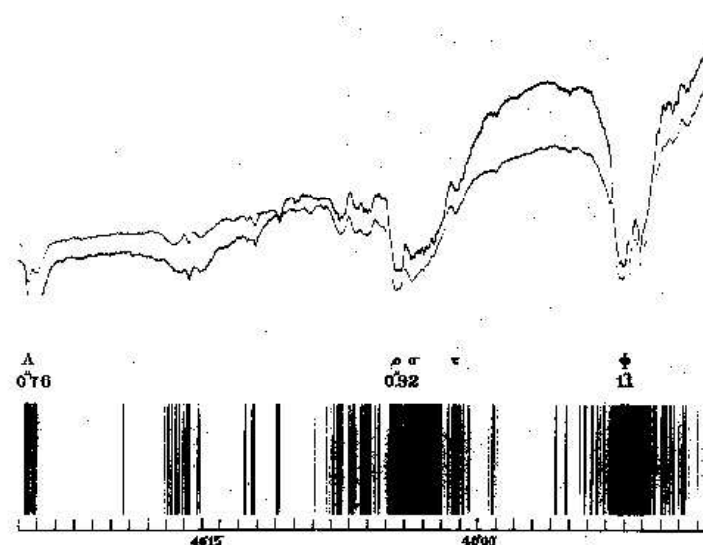


FIG. 2.2 Spectre du Soleil dans l'infrarouge proche mesuré avec le spectro-bolomètre de Samuel Langley. Ce « bolographe » a été obtenu au Mount Whitney en 1896 avec un prisme en sel cristallin. Langley attribue les deux larges raies d'absorption à 0.92 et 1.1  $\mu\text{m}$  à l'absorption de la vapeur d'eau atmosphérique.

le spectre solaire dans l'infrarouge proche<sup>2</sup> en 1881 et découvre des bandes d'absorption à 0.92 et 1.1  $\mu\text{m}$  qu'il attribue à la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère terrestre. En 1900, alors qu'il est directeur du Smithsonian Astrophysical Observatory qu'il a lui même fondé, Langley publie ses résultats sur les diverses observations du Soleil, ainsi que de quelques sources terrestres, avec son spectro-bolomètre (Langley and Abbot 1900). La figure 2.2 montre le spectre solaire qu'il a obtenu en 1896 au Mount Whitney en Californie.

En 1881 déjà, Langley avait mesuré le spectre du Soleil de l'ultra-violet à « l'ultra-rouge » et affirmait que le pic d'émission se situe dans l'orange, autour de 0.6  $\mu\text{m}$ , et non dans la partie « non-lumineuse du spectre » comme le pensaient les scientifiques de l'époque. De plus, il a montré que l'émission thermique des sources terrestres pique à de plus grandes longueurs d'onde que celle du Soleil, et que plus la température de la source augmente et plus le pic se déplace vers les courtes longueurs d'onde. D'après les travaux de Paschen (1897) sur l'émission de corps noir, il mesure précisément la température de quelques sources chauffées à la bougie. L'émission du corps noir sera expliquée quelques années plus tard par Max Planck qui introduisit le quantum d'énergie et ouvrit la voie à la mécanique quantique.

### 2.1.2 Généralités et principes de fonctionnement

Depuis la découverte de l'infrarouge par Herschel, les détecteurs thermiques sont devenus les détecteurs de prédilection pour l'étude du rayonnement électromagnétique dans le régime infrarouge lointain (100  $\mu\text{m}$  à 1 mm). Ils ont bien sûr trouvé de nombreuses applications

<sup>2</sup>Il nomme en fait cette région du spectre *lowest infrared* plutôt que *near infrared* comme nous le faisons aujourd'hui.

en astronomie, mais la spectroscopie a également joué un rôle moteur dans le développement et l'amélioration de ces détecteurs au cours du XX<sup>e</sup> siècle. Il existe différentes sortes de détecteurs thermiques, mais tous ont un point commun : ils utilisent la température comme vecteur d'information. Ce qui les distingue toutefois l'un de l'autre est la manière dont les excursions en température sont détectées. Par exemple, pour les cellules pneumatiques de Golay, le rayonnement est absorbé par une fine couche de métal qui est en contact thermique avec une cellule contenant un petit volume de gaz. La chaleur transférée du métal vers le gaz produit une augmentation de pression et déforme une extrémité de la cellule sur laquelle se trouve une membrane réfléchissante. Les variations de température, c'est-à-dire variations de forme, peuvent alors être mesurées par un système optique. Les cellules de Golay sont utilisées pour la spectroscopie infrarouge depuis les années 60, elles sont relativement sensibles et facile d'utilisation car elles fonctionnent à température ambiante. D'autres détecteurs thermiques relativement répandus tels que les détecteurs pyroélectriques ou les thermopiles sont actuellement utilisés dans le domaine de la sécurité, de la surveillance, de la détection de flammes, de la mesure de température, etc... Mais dans le domaine de l'astronomie où la sensibilité des détecteurs est une contrainte généralement forte, les instruments doivent être refroidis à très basse température afin de modifier les propriétés physiques des éléments de détection et ainsi atteindre les performances requises pour des applications astronomiques. La plupart des bolomètres modernes sont opérés à des températures inférieures ou égales à 0.3 K. Leur mise en œuvre est donc plus contraignante que celle des détecteurs à température ambiante.

Un bolomètre est essentiellement composé de trois briques de bases : un *absorbeur* de rayonnement, un *senseur thermique* et une *fuite thermique* qui connecte l'absorbeur à une source froide. Historiquement, les premiers bolomètres étaient composés d'un seul élément qui combinait les fonctions d'absorbeur et de thermomètre ; par exemple, le bolomètre décrit par Low (1961) est composé d'une résistance de Germanium dopé recouverte de peinture noire, et cette résistance est reliée au bain thermique seulement par ses deux fils connecteurs. Aujourd'hui, ces fonctions de bases sont remplies par des éléments distincts, il est ainsi possible d'optimiser séparément les performances de chacun des éléments constitutifs du bolomètre. Nous parlons alors de *bolomètres composites*. La figure 2.3 montre l'empilement typique des éléments constituant un bolomètre composite pour la détection FIR/submm : l'absorbeur est une couche mince de métal déposée sur un substrat dont la capacité calorifique  $C_{th}$  est très faible, le thermomètre est en contact thermique avec l'absorbeur et est relié électriquement à la structure par deux connecteurs. Le courant  $i$  qui circule dans la résistance  $R(T)$  dissipe une puissance électrique, dite puissance Joule  $P_J$ , dans l'absorbeur. Une puissance photonique  $P_{PHOT}$  est également absorbée par le bolomètre et contribue à l'élévation de température de la partie suspendue. Le bolomètre est relié mécaniquement et thermiquement à une source froide maintenue à la température  $T_0$  par des poutres de faible conductance thermique  $G_{th}$ . Le schéma de droite dans la figure 2.3 présente le montage typiquement utilisé pour lire le signal électrique aux bornes du thermomètre. Il s'agit en fait d'un simple montage en pont diviseur de tension.

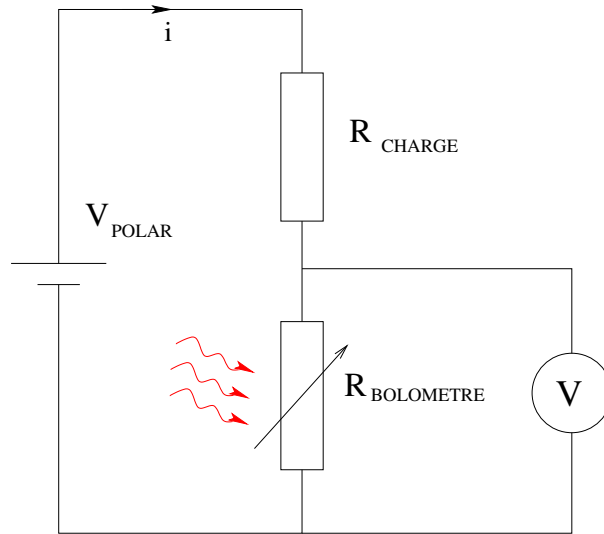
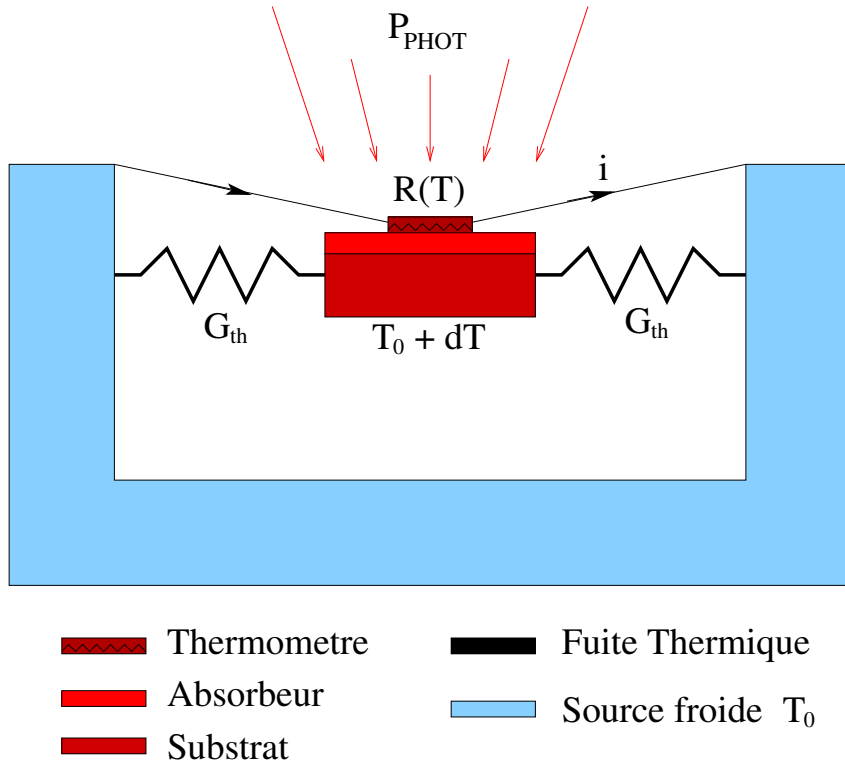


FIG. 2.3 Un bolomètre est un système opto-électro-thermique et son étude fait appel à divers domaines de la physique. Le schéma du haut (inspiré de Buzzi 1999) montre le bolomètre suspendu par des poutres fines reliant thermiquement la source froide (température  $T_0$ ) et l'absorbeur (température  $T_0 + dT$ ). Le thermomètre est échauffé par la puissance photonique  $P_{PHOT}$  et par la dissipation électrique  $P_{Joule} = Ri^2$ . La chaleur accumulée dans le composant de capacité calorifique  $C_{th}$  est évacuée par la fuite thermique de résistance thermique  $R_{th} = 1/G_{th}$ . Le schéma du bas montre le montage électrique, c'est-à-dire un pont diviseur de tension, typiquement utilisé pour mesurer le signal aux bornes de la thermistance. L'impédance varie fortement avec la température.

D'après Jones (1953), et de manière générale, nous pouvons définir le bolomètre comme étant un détecteur de rayonnement dont le mode d'opération se résume de la manière suivante :

- le rayonnement incident sur le détecteur est absorbé, ce qui entraîne un échauffement du bolomètre,
- l'élévation de température modifie la résistance électrique du bolomètre,
- une batterie et une résistance de charge montées en série avec le bolomètre sont alors utilisées pour convertir ce changement de résistance en un changement de potentiel électrique,
- l'énergie stockée dans le bolomètre est évacuée vers une source froide par un faible lien thermique.

Jones précise également dans son article qu'un bolomètre n'est pas un transducteur, il ne génère pas de signal électrique, il module simplement le courant électrique qui le traverse. Un thermocouple, par contre, est un transducteur, il convertit une puissance radiative en une puissance électrique. D'autre part, un photoconducteur n'est pas un bolomètre car le changement de résistivité n'est pas la conséquence d'un changement de température mais plutôt le passage d'un certain nombre d'électrons dans la bande de conduction du matériau semiconducteur.

Un bolomètre est un système particulièrement intéressant pour un physicien car, malgré son principe de fonctionnement relativement simple à première vue, il se trouve à la croisée de plusieurs domaines de la physique ; et pour étudier exhaustivement son comportement, il faut faire appel à la thermodynamique, à l'électronique, à l'optique, à la mécanique, à la physique du solide, aux techniques de cryogénie, à la micro-technologie, etc... Pour débiter, je propose une analyse thermodynamique simple du fonctionnement et des performances d'un bolomètre. Notez qu'au fil du manuscrit je donnerai des descriptions de plus en plus détaillées sur les différents aspects du comportement d'un bolomètre.

Pour une quantité donnée d'énergie absorbée  $\delta Q$ , la sensibilité d'un bolomètre est d'autant plus grande que son élévation de température  $\delta T$  est grande. Ces deux quantités sont reliées par la capacité calorifique  $C_{th}$  du bolomètre par l'équation suivante :

$$\delta T = \frac{\delta Q}{C_{th}} \quad (2.1)$$

Un bolomètre très sensible aura donc une capacité calorifique très faible. Notez de plus que la capacité calorifique est le produit de la chaleur spécifique du matériau constituant l'absorbeur  $s$  et de sa masse  $m$ .

$$C_{th} = m \times s$$

L'optimisation des performances d'un bolomètre nécessite donc de réduire la masse de l'élément absorbeur. Il existe toutefois une limite à la taille minimale que peut avoir un bolomètre. En effet l'absorption du rayonnement est inefficace si l'absorbeur est plus petit que la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement à détecter, ceci est dû au phénomène de diffraction qui devient non-négligeable. L'absorbeur a donc l'aspect d'une plaque très fine, avec une épaisseur de quelques  $\mu\text{m}$  imposée par les contraintes mécaniques, dont la taille caractéristique est approximativement  $\lambda \times \lambda$ . Une fois la

taille fixée, il est encore possible de réduire la quantité de matière en « creusant » des ouvertures dans la plaque. Si ces trous sont plus petits que la longueur d'onde  $\lambda$ , alors l'onde incidente « voit » le bolomètre comme une plaque pleine et l'efficacité d'absorption reste inchangée. Nous verrons dans la section 3.2.1 que le pixel des matrices de bolomètres du CEA ressemble en effet à un fin squelette de matière et que sa masse est de l'ordre du  $\mu\text{g}$ . De plus, en réduisant la surface de l'absorbeur, sa section efficace diminue et les interactions avec les rayons cosmiques sont minimisées.

D'autre part, la capacité calorifique peut être considérablement réduite en abaissant la température de fonctionnement d'un bolomètre. En effet, en-dessous de la température de Debye, la chaleur spécifique des semiconducteurs utilisés pour la fabrication des substrats ou des thermomètres varie comme  $T^3$ . Pour les métaux, l'absorbeur à proprement parler, la chaleur spécifique varie linéairement avec la température  $T$ . Notez que les bolomètres sont les détecteurs qui nécessitent les températures d'opération les plus basses en astronomie, elles sont en général inférieures à 0.3 K et nous obtenons des capacités calorifiques de l'ordre de  $10^{-13}$ - $10^{-14}$  J/K. Pour la détection dans l'infrarouge lointain, il faut également refroidir l'environnement immédiat du bolomètre pour s'assurer par exemple que l'électronique de lecture n'émette pas dans la bande de détection (à 300 mK le bolomètre émet dans le domaine centimétrique). Un autre avantage de travailler à des températures cryogéniques est que le bruit généré par le bolomètre est significativement réduit. Les différentes sources de bruit intrinsèques à l'utilisation d'un bolomètre sont détaillées dans la section 2.1.3.

Les variations de température d'un bolomètre sont mesurées par une thermistance, c'est-à-dire une résistance dont l'impédance varie fortement avec sa température. Cette résistance est en principe collée sur l'absorbeur avec une colle Epoxy qui assure un très bon contact thermique; la résistance doit être parfaitement thermalisée avec l'absorbeur. La plupart des bolomètres modernes utilisent des thermistances résistives, mais dans quelques années les thermistances supraconductrices seront certainement beaucoup plus répandues car elles permettent en théorie une meilleure sensibilité. Ces deux types de bolomètres seront présentés plus en détails dans les sections 2.2.1, 2.2.2 et 3.2.2.

Les poutres qui supportent mécaniquement l'absorbeur et le connectent à la source froide jouent un rôle déterminant dans l'équilibre thermique du bolomètre. Elles transportent en effet la chaleur absorbée par le bolomètre vers une monture massive plus froide. Cette monture possède une grande capacité calorifique de sorte que sa température n'est pas influencée par l'énergie provenant du bolomètre (comme indiqué par l'équation 2.1). Le puits de chaleur est généralement le doigt froid d'un cryo-réfrigérateur qui fournit à tout le détecteur une température constante  $T_0$ . La description du cryo-réfrigérateur utilisé pour le Photomètre PACS est donnée dans la section 1.3.3. La conductance thermique des poutres est un paramètre critique dans la conception d'un bolomètre; elle est contrôlée par leur longueur et leur diamètre. La diffusion

de chaleur le long de ces poutres suit l'équation suivante :

$$\frac{dQ}{dt} = G_{th} (T - T_0) \quad (2.2)$$

où  $dQ$  est l'énergie transférée en un temps  $dt$  le long des poutres,  $G_{th}$  est la conductance thermique ([W/K]),  $T_0$  est la température du puits de chaleur et  $T$  est la température de l'absorbeur. Pour faire le bilan énergétique du bolomètre, il faut prendre en compte les sources d'énergie présentes au niveau de l'absorbeur, c'est-à-dire la puissance radiative absorbée et la puissance Joule dissipée par la thermistance. Toutefois nous ne faisons pour le moment aucune distinction entre ces deux sources d'énergie, et nous appelons  $P$  la puissance totale absorbée. Nous pouvons alors écrire que la variation d'énergie contenue dans l'absorbeur est égale à la puissance entrant dans le système moins la puissance sortante :

$$C_{th} \frac{dT}{dt} = P - G_{th} (T - T_0) \quad (2.3)$$

À l'équilibre, la température de l'absorbeur est constante et vaut  $T = T_0 + P/G_{th}$ . Il vient alors :

$$\frac{dT}{dP} = \frac{1}{G_{th}} \quad (2.4)$$

où  $\frac{dT}{dP}$  représente la réponse thermique du détecteur, c'est-à-dire que pour un flux incident donné, les excursions en température sont d'autant plus grandes que la conductance thermique est petite. Nous avons donc intérêt à minimiser  $G_{th}$  pour isoler thermiquement le bolomètre et ainsi augmenter sa sensibilité. Cependant, une autre propriété importante du bolomètre dépend également de  $G_{th}$ , c'est la constante de temps.

Si le détecteur est en opération et à l'équilibre thermique à la température  $T_1$ , et que la source d'énergie s'arrête brusquement, alors la température du bolomètre chute jusqu'à  $T_0$  en suivant l'équation :

$$C_{th} \frac{dT}{dt} = -G_{th} (T - T_0) \quad (2.5)$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre est :

$$T = T_0 + (T_1 - T_0) \exp(-t/\tau_{th}) \quad (2.6)$$

où  $\tau_{th} = C_{th}/G_{th}$  est la constante de temps thermique du bolomètre. Plus les poutres sont aptes à transférer de la chaleur, c'est-à-dire  $G_{th}$  est grand, plus la chaleur contenue dans l'absorbeur est évacuée rapidement. D'autre part, plus la capacité calorifique  $C_{th}$  est grande, plus la quantité de chaleur stockée dans l'absorbeur est grande, il faut donc plus longtemps pour retourner à l'équilibre thermique.

Prenons maintenant une puissance incidente qui oscille à la fréquence angulaire  $\omega$ . Nous faisons l'hypothèse que cette puissance peut être décomposée en une partie constante d'amplitude réelle  $P_C$ , et d'une partie périodique d'amplitude complexe  $\bar{P}$ . La puissance instantanée s'écrit alors  $P(t) = P_C + \bar{P} \exp(i\omega t)$ . Comme une oscillation forcée, la température du bolomètre s'établit dans un régime similaire avec une partie constante et une partie périodique :  $T(t) =$

$T_C + \bar{T} \exp(i\omega t)$ . Le déphasage entre  $P(t)$  et  $T(t)$  est contenu dans l'amplitude complexe  $\bar{T}$ . En remplaçant  $P(t)$  et  $T(t)$  dans l'équation 2.3 et en égalisant les termes oscillants, nous obtenons :

$$i\omega C_{th}\bar{T} = \bar{P} - G_{th}\bar{T} \quad (2.7)$$

et l'amplitude de la réponse en température vaut alors :

$$|\bar{T}| = \frac{|\bar{P}|}{G_{th}} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{th}^2}} \quad (2.8)$$

Cette formule nous indique que pour une même amplitude en puissance, l'amplitude des oscillations de la température diminue avec la fréquence de modulation du signal. En fait, l'énergie stockée dans l'absorbeur et la faible fuite thermique se combinent pour créer un filtre passe-bas du premier ordre. Nous verrons les conséquences de cette constante de temps sur les observations astronomiques dans la section 6.4.

Nous arrêtons ici l'analyse, nous la reprendrons dans la section 4.1.1 où nous utiliserons une approche électro-thermique pour décrire la méthode standard de caractérisation des bolomètres. Nous nous intéressons maintenant aux différentes sources de bruit inhérentes à l'utilisation d'un bolomètre.

### 2.1.3 Les sources de bruit

Il existe une limitation fondamentale dans le processus de détection du rayonnement électromagnétique : les fluctuations quantiques du flux de photons incident sur le détecteur ; et l'objectif de tout instrument destiné à l'astronomie est d'atteindre cette limite de sensibilité en réduisant les bruits intrinsèques générés par le détecteur ou son électronique de lecture. Dans le domaine infrarouge au sens large du terme, c'est-à-dire de 1  $\mu\text{m}$  à 1 mm, lorsqu'un détecteur possède effectivement un bruit intrinsèque inférieur au bruit de photon, il est alors qualifié de *BLIP* (*Background Limited Infrared Photodetector*). Dans cette section, nous présentons les différentes sources de bruit rencontrées en bolométrie, et nous donnons également, lorsque cela est possible, une formule analytique qui permet de calculer leur contribution au bruit total du détecteur. Nous utiliserons souvent le terme de *NEP* pour quantifier un niveau de bruit. Notez simplement que cette quantité représente la plus petite puissance optique détectable dans une bande passante de 1 Hz avec un signal-à-bruit de 1, elle sera décrite plus en détails dans les sections 5.1 et 6.1.

#### Le bruit de photon

Nous avons vu dans la section 1.2.3 que la principale contribution au flux incident sur un détecteur infrarouge lointain est l'émission du télescope et de l'atmosphère. Même dans le cas d'un observatoire spatial comme Herschel où l'atmosphère n'est plus un problème et que le télescope est refroidi à environ 80 K, la source d'émission la plus puissante n'est pas le ciel mais plutôt le télescope lui-même. Puisque la quasi totalité des photons détectés par un bolomètre provient de son environnement, nous allons développer le formalisme nécessaire au calcul du

bruit de photon pour une émission d'avant-plan de type corps gris, c'est-à-dire un corps noir avec une émissivité  $\epsilon(\nu)$  qui dépend de la fréquence du rayonnement. D'après Rohlfs and Wilson (1996), la fluctuation *r.m.s.* du nombre de photons émis à la fréquence  $\nu$  est :

$$(\Delta n_{r.m.s.})^2 = n \times (n + 1) \quad (2.9)$$

où  $n$  est le nombre d'occupation des photons dans le mode considéré.

Pour un corps noir à l'équilibre à la température  $T$ , la distribution de Bose-Einstein donne  $n = [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$ . Aux courtes longueurs d'onde, c'est-à-dire jusque dans l'infrarouge proche où  $h\nu/kT \gg 1$ , nous avons  $n \ll 1$  de sorte que les photons suivent une statistique de Poisson, ils arrivent sur le détecteur de façon aléatoire, et  $(\Delta n_{r.m.s.})^2 = n$ . Par contre, dans le régime radio où  $n \gg 1$ , les photons arrivent par groupe et interfèrent, le bruit vaut alors  $(\Delta n_{r.m.s.})^2 = n^2$  (Richards 1994 ; Zmuidzinas 2003). Notez que dans l'infrarouge lointain aucun de ces deux termes n'est négligeable, nous les gardons donc dans le reste de nos calculs.

Pour déterminer la NEP détecteur, nous calculons le nombre de photons transmis par le système optique et absorbé par le bolomètre. Nous devons donc considérer la quantité :

$$n = \eta_{det} \epsilon(\nu) t(\nu) \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.10)$$

où  $\eta_{det}$  est l'efficacité du détecteur pour convertir un photon en signal,  $\epsilon(\nu)$  est l'émissivité du corps gris et  $t(\nu)$  est la transmission du système optique. Plutôt que d'exprimer le bruit de photon en unité de [nombre de photon], nous pouvons calculer la  $NEP_{photon}$  en multipliant l'équation (2.9) par l'étendue de faisceau du système optique ( $A\Omega$ ), par la densité d'états du mode considéré ( $2h\nu^3/c^2$ ), par l'énergie du photon considéré ( $h\nu$ ), et par un facteur 2 pour prendre en compte les 2 états de polarisation possibles. Il faut ensuite intégrer sur les fréquences et nous obtenons finalement la formule générale de la NEP photonique :

$$NEP_{photon} = 2 \frac{h}{c} \sqrt{A\Omega \int_0^{+\infty} \nu^4 \frac{\eta_{det}\epsilon(\nu)t(\nu)}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \left[ 1 + \frac{\eta_{det}\epsilon(\nu)t(\nu)}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \right] d\nu} \quad (2.11)$$

### Le bruit thermique ou bruit de phonon

Un phonon désigne un quantum de vibration dans un solide cristallin. La chaleur accumulée dans un bolomètre s'évacue via les poutres de fuite thermique (cf figure 2.3) par le biais de phonons, et nous pouvons exprimer les fluctuations d'énergie liées à ce transfert de chaleur de la façon suivante :

$$\langle (\Delta U)^2 \rangle = kT_0^2 C_{th} \quad (2.12)$$

où  $\Delta U$  représente la fluctuation d'énergie,  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T_0$  est la température de la source froide et  $C_{th}$  est la capacité calorifique de l'absorbeur. Ce bruit se traduit en fluctuations de puissance dissipée dans le détecteur tel que :

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4kT_0^2 G_{th} \quad (2.13)$$

où  $G_{th}$  est la conductance thermique des poutres reliant l'absorbeur à la source froide. Notez que ce bruit est indépendant de la fréquence, c'est un bruit blanc, et qu'il peut être considérablement



réduit si le détecteur est utilisé à très basse température .

D'autre part, cette dernière expression suppose que le bolomètre soit à la même température que le bain thermique. En pratique, la puissance photonique absorbée et la puissance électrique dissipée élèvent légèrement sa température, typiquement de l'ordre de 10 % d'après Low (1961), de sorte que la conductance thermique est en réalité un peu plus grande. Ce phénomène est qualifié de contre-réaction thermique. Toutefois, ce phénomène est rarement pris en compte, si bien que la plupart des auteurs se contentent de remplacer  $T_0$  par la température effective du bolomètre  $T$ , et  $G_{th}$  par la conductance dynamique  $(G_{th})_d = \frac{\partial P}{\partial T}$ , il vient :

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4kT^2(G_{th})_d \quad (2.14)$$

Dans sa théorie du bruit d'un bolomètre hors-équilibre, Mather (1982) a montré que la contre-réaction apporte un terme correctif à cette expression de l'ordre de 30 % (le bruit réel devrait être 30 % inférieur).

### Le bruit Johnson

Le bruit Johnson (Johnson 1928) est un bruit fondamental présent aux bornes de toute résistance, même en l'absence de polarisation. En effet, l'agitation thermique des électrons présents dans une résistance crée un faible courant à moyenne nulle mais dont la variance vaut :

$$\langle (\Delta V)^2 \rangle = 4kTR \quad (2.15)$$

où  $R$  est la valeur de la résistance. Pour un pont bolométrique, la résistance à considérer dans le calcul du bruit est la résistance équivalente du circuit. Du point de vue du circuit de lecture, les deux résistances du pont bolométrique sont montées en parallèle, et nous trouvons :

$$\sigma_{Johnson} = \sqrt{4kTR_e} \quad \text{et} \quad R_e = \frac{R_{bolo}R_{charge}}{R_{bolo} + R_{charge}} \quad (2.16)$$

Le bruit Johnson est également un bruit blanc.

### Le bruit de lecture

Le signal électrique au niveau du pont bolométrique n'est en principe pas directement exploitable, soit parce qu'il est trop faible pour être mesuré avec un simple voltmètre (quelques  $10^{-9}$  V), soit parce que le bolomètre est trop résistif et qu'il faut adapter le circuit en impédance. Quoiqu'il en soit, il est souvent nécessaire d'avoir une électronique de lecture plus ou moins complexe pour pouvoir lire le signal du pont bolométrique, et le bruit généré par cette électronique contribue bien sûr au bruit total du détecteur.

Nous verrons par exemple comment le circuit de multiplexage (section 4.3.2) ou bien le mode de lecture différentielle (section 5.4) peuvent changer sensiblement le comportement des matrices de bolomètres du CEA, ce qui se traduit généralement par une augmentation du niveau de bruit.

## Autres sources de bruit

### ► Le bruit basse fréquence ou Flicker noise

Le bruit basse fréquence, souvent appelé bruit en  $1/f$  à cause de sa dépendance en fréquence dans l'espace de Fourier, est omniprésent dans la nature ; nous le retrouvons par exemple dans les battements cardiaques (Kobayashi and Musha 1982), les marchés financiers (Bonanno et al. 2001), la musique et la parole (Voss and Clarke 1975), les résistances électriques (Voss and Clarke 1976) ou encore les transistors MOSFET (Zhu 1992). L'origine de ce bruit dépend bien sûr du système considéré mais il s'exprime toujours de la même façon, par une lente dérive du signal qui ressort en un excès de bruit aux basses fréquences dans la densité spectrale de bruit. Les bolomètres ne dérogent pas à la règle, et même s'il n'y a pas aujourd'hui de théorie communément acceptée, le bruit en  $1/f$  a été modélisé par de nombreux auteurs (Hooge and Vandamme 1978 ; Shklovskii 1980 ; D'Amico et al. 1985) dans le but de comprendre puis de maîtriser la fabrication des bolomètres. Par exemple, Buzzi (1999) présente des simulations numériques du bruit en percolation dans les milieux désordonnés où la conduction s'effectue par sauts entre impuretés comme c'est le cas pour les matrices de bolomètres du CEA. Ce bruit peut significativement altérer les performances d'un instrument, et nous verrons que les modes d'observation d'un télescope sont souvent adaptés aux caractéristiques du bruit en  $1/f$  pour pouvoir corriger les dérives basses fréquences des bolomètres (cf section 6.3).

### ► Le bruit de courant

Lorsque les contacts électriques entre deux composants ne sont pas de bonne qualité, le passage des électrons au-dessus des barrières de potentiel créées aux interfaces génère un bruit de courant, ou *shot noise* en anglais, qui s'exprime de la façon suivante d'après Buzzi (1999) :

$$i^2 = \sqrt{2qI} \quad (2.17)$$

où  $q$  est la charge électronique et  $I$  est le courant de polarisation du détecteur. Ce bruit de courant est converti en bruit de tension aux bornes de la thermistance. Le bruit de tension est d'autant plus grand que l'impédance de la thermistance est grande.

### ► Le bruit microphonique

La microphonie est générée par la vibration mécanique des conducteurs électriques. Ces vibrations sont souvent dues aux pompes utilisées pour la cryogénie. En effet, lorsque deux fils proches se déplacent l'un par rapport à l'autre, des variations de capacité électrique apparaissent et se transforment en fluctuations de tension ou de courant. Pour limiter les problèmes de microphonie, il faut réduire au maximum la longueur des câbles et s'assurer qu'ils sont correctement fixés à la structure de l'instrument.

### ► Le bruit lié aux dérives de température du cryostat

Les bolomètres étant des détecteurs thermiques, ils sont très sensibles aux fluctuations de température de leur environnement. Or, la température du bain cryogénique peut éventuel-

lement fluctuer, si un élément de l'instrument est mal thermalisé par exemple, et ceci se traduit par des dérives basses fréquences du signal bolométrique. Le bruit lié aux dérives de température est souvent fortement corrélé. Une solution élégante pour monitorer et corriger ces dérives en température consiste à utiliser un bolomètre aveugle, c'est-à-dire que ce bolomètre est dédié à la mesure de la température du plan focal, indépendamment du flux incident. Nous verrons dans la section 3.3.2 que le concept initial des matrices de bolomètres du CEA contenait plusieurs pixels aveugles que nous n'avons pas pu garder pour les modèles de vol du Photomètre PACS.

### ► Le bruit lié aux perturbations électromagnétiques

La question des perturbations électromagnétiques et surtout des ondes radio-électriques est un problème général en détection, notamment si l'on a des boucles à haute impédance comme en bolométrie. Les fils reliant les bolomètres aux pré-amplificateurs doivent donc être blindés et les plus courts possible. Pour le Photomètre PACS, ce problème est d'autant plus important que les panneaux solaires du satellite Herschel sont de puissants émetteurs de rayonnement magnétique.

## 2.2 L'avènement des bolomètres sur les grands télescopes

Nous nous intéressons dans cette section aux instruments bolométriques d'hier et d'aujourd'hui qui ont marqué l'histoire de l'astronomie (sub-)millimétrique soit par les innombrables découvertes scientifiques qu'ils ont permises, soit par leur rôle novateur dans le domaine de la bolométrie infrarouge. Nous distinguerons deux familles de senseurs thermiques : les bolomètres résistifs qui exploitent la transition métal-isolant de semiconducteurs dopés, et les bolomètres supraconducteurs qui profitent de la forte dépendance en température de certains métaux lorsqu'ils passent de l'état de conducteur à celui de supraconducteur. Enfin nous aborderons le sujet du couplage de rayonnement entre le télescope et les bolomètres en insistant sur le potentiel observationnel des matrices de bolomètres qui possèdent de bons facteurs de remplissage.

### 2.2.1 Les bolomètres résistifs

L'histoire moderne des bolomètres a véritablement commencé avec le détecteur de Boyle and Rodgers (1959) qui utilisait une résistance en carbone comme thermomètre. L'avantage de cette technologie est qu'elle est relativement peu onéreuse, facile à fabriquer et que la capacité calorifique du composant chute significativement à basse température. La résistance jouait le rôle d'absorbeur et de senseur thermique. Cependant ces résistances possèdent un fort bruit basse fréquence qui limite les performances du bolomètre ; de plus le carbone est un matériau amorphe qui ne permet pas d'atteindre des capacités calorifiques aussi faibles que celles des matériaux cristallins. Le stade suivant du développement des bolomètres est donc l'invention de thermomètres basse température à base de germanium cristallin fortement dopé et compensé. L'article de Low (1961) présente les performances supérieures d'un tel détecteur. Il mesure une NEP de  $5 \times 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 2 K et prédit une NEP de  $10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 0.5 K avec une constante de

temps de 1 ms. À noter également le travail de Downey et al. (1984) qui a introduit le concept de bolomètres monolithiques à base de silicium où le thermomètre est directement implanté dans le substrat par implantation ionique compensée. Il obtient une NEP de  $4 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 350 mK et une constante de temps de 20 ms. Les bolomètres de Downey et al. sont d'autant plus intéressants que leur conception est assez proche de celle des matrices de bolomètres du CEA que nous décrirons en détail dans la section 3.1.

Aujourd'hui, la grande majorité des bolomètres composites utilise des thermomètres de type NTD Ge (*Neutron-Transmutation-Doped Germanium*) car ils présentent une faible capacité calorifique et des niveaux de bruit peu élevés (Lange et al. 1983). La méthode de fabrication de ces thermomètres consiste à placer le germanium dans un flux de neutrons provenant d'un réacteur nucléaire pendant une durée bien précise. Certains noyaux de  $^{70}\text{Ge}$  vont alors subir une décroissance bêta pour devenir du  $^{71}\text{Ge}$ . Cet isotope a une demi-vie de 11 jours et se transmute finalement en  $^{71}\text{Ga}$  qui est un accepteur d'électron par rapport au germanium. D'autres isotopes du  $^{70}\text{Ge}$  se transmutent en  $^{75}\text{As}$  qui, lui, est un donneur d'électron. Le rapport des isotopes est tel que le cristal finit par contenir un excès d'accepteur d'électrons ce qui rend le matériau conducteur. Le mécanisme de conduction dans ce type de matériau (semiconducteur dopé et compensé) sera décrit dans la section 3.2.2. Cette technique a l'avantage d'être reproductible et permet d'obtenir de grandes quantités de matériau dopé de façon très homogène, ce qui confère aux thermomètres un bruit basse fréquence relativement faible. Toutefois, le taux de compensation (rapport accepteurs/donneurs) n'est pas contrôlable, il est en effet imposé par le rapport des isotopes de germanium. De plus, ces thermomètres doivent ensuite être assemblés individuellement sur les substrats. Cette technologie est très délicate et ne permet pas la fabrication collective de bolomètres.

La caméra SCUBA (Holland et al. 1999) possédait par exemple des thermomètres NTD Ge fonctionnant à 100 mK. Elle était installée à Hawaï sur le JCMT et observait dans les fenêtres à 350, 450, 750 et 850  $\mu\text{m}$ . Elle a été réalisée<sup>3</sup> à Edinbourg (UK) par la même équipe qui a construit UKT14 (Duncan et al. 1990), le précurseur des caméras sub-millimétriques actuelles. Alors que UKT14 ne possédait qu'un seul pixel, SCUBA comptait 37 bolomètres dans les deux bandes grande longueur d'onde et 91 dans les deux autres. SCUBA fut le premier instrument à offrir une réelle capacité d'imagerie dans le sub-millimétrique. D'après Holland et al., SCUBA était dix mille fois plus rapide que UKT14 pour cartographier le ciel. L'arrivée de SCUBA a été une véritable révolution pour la communauté sub-millimétrique et a permis de nombreuses découvertes. Par exemple, Hughes et al. (1998) ont observé le Hubble Deep Field pendant 51 heures et ont découvert une population de galaxies distantes extrêmement brillantes. L'étude des mécanismes de formation d'étoiles (Kirk et al. 2005) ou de disques de poussière (Wyatt et al. 2003) a également profité des performances de SCUBA.

---

<sup>3</sup>L'ATC était le maître d'œuvre, mais les détecteurs provenaient du Queen Mary College-London.

Au milieu des années 90, l'équipe du GSFC (Goddard Space Flight Center) a développé des détecteurs bolométriques de type *pop-up* pour la caméra SHARC (Wang et al. 1996). Elle était installée sur le télescope CSO et observait à 350 et 450  $\mu\text{m}$ . La thermométrie est réalisée par silicium implanté phosphore et compensé bore, comme pour les matrices de bolomètres du CEA (cf section 3.2.2 pour plus de détails). La concentration de dopant est choisie de sorte que l'on obtienne une impédance de 10 M $\Omega$  à 300 mK. Le plan focal est composé de bolomètres monolithiques planaires qui se présentent sous la forme d'une barrette linéaire de 24 pixels. Tous ces pixels sont manufacturés simultanément à partir d'une même plaque de silicium par des techniques de micro-lithographie. L'absorption est réalisée par une fine couche de bismuth déposée sur le substrat en silicium. La NEP est de  $5 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ . En 2002, SHARC est remplacé par SHARC II (Dowell et al. 2003 ; Silverberg et al. 2004) qui repose sur la même méthode de fabrication mais qui contient 12 barrettes de 32 pixels (85 % des pixels sont fonctionnels). L'idée originale du GSFC pour pallier au problème d'encombrement des longues poutres qui relient l'absorbeur à la structure a été de les plier perpendiculairement au plan des bolomètres. De cette façon les barrettes ont pu être assemblées de manière contigüe pour obtenir un bon facteur de remplissage du plan focal. De plus, les bolomètres de SHARC II sont placés dans une cavité quart-d'onde pour augmenter l'absorption du rayonnement (ce système d'absorption a été introduit par le CEA pour ses matrices de bolomètres, nous y reviendrons dans la section 3.2.3). Basé sur la même technologie, le GSFC a construit HAWC, un photomètre optimisé pour observer de 50 à 250  $\mu\text{m}$ , il est destiné à l'observatoire SOFIA (Harper et al. 2004) qui devrait bientôt prendre son envol.

Le groupe du Max-Planck-Institut für Radioastronomie de Bonn possède également une longue expérience dans la fabrication de bolomètres infrarouges. Ils ont entre autre fourni à l'IRAM la caméra MAMBO (Kreysa et al. 1998) qui possède 117 bolomètres et observe à 1.3 mm au Pico Veleta. Très récemment, le groupe a effectué avec succès la vérification scientifique de leur dernier instrument LABOCA (Kreysa et al. 2003) sur le télescope APEX. Cette caméra contient 295 bolomètres, dont 16 % sont défectueux, elle fonctionne à 300 mK et utilise des thermomètres NTD Ge. Sa sensibilité à 870  $\mu\text{m}$  dépend du mode d'observation mais vaut environ  $75 \text{ mJy}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Du côté français, le CEA s'est lancé en 1995 dans le développement de matrices de bolomètres pour l'infrarouge lointain. Ces matrices sont innovantes sur de nombreux points, notamment sur la fabrication collective des bolomètres, le circuit de lecture multiplexé ou encore l'utilisation de cavités résonantes pour optimiser l'absorption du rayonnement. Nous reviendrons en détails sur ces détecteurs dans le chapitre 3. Notez également la mise en place d'une collaboration à l'échelle nationale, le DCMB (*Développement Concerté de Matrices de Bolomètres*), dont l'objectif est d'exploiter les compétences de plusieurs laboratoires de recherche français et de développer conjointement des matrices de bolomètres d'une nouvelle génération pour l'astronomie (sub-)millimétrique. Le groupe est mené par Alain Benoît, il rassemble dix laboratoires situés à Grenoble, en région parisienne et à Toulouse. Les travaux de recherche sont financés par

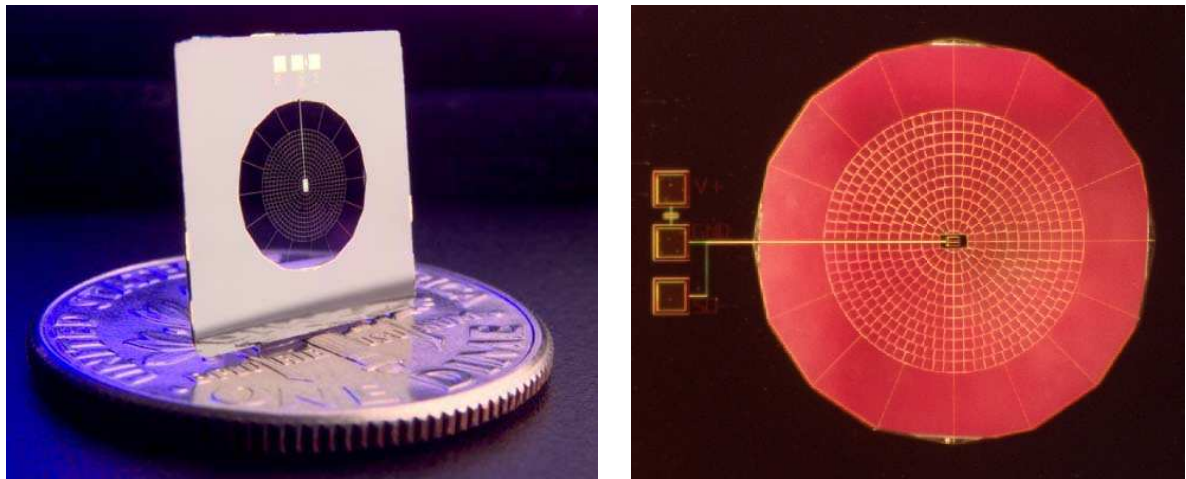


FIG. 2.4 Photographies de bolomètres de type *spiderweb* conçus par le JPL. La masse suspendue est réduite au maximum abaissant ainsi la capacité calorifique de la grille absorbante. Le thermomètre est collé au centre de la *toile* et est connecté électriquement au circuit de lecture par une piste métallisée visible sur les deux photos. (images empruntées sur [www.planck.fr/](http://www.planck.fr/) et [www2.jpl.nasa.gov/](http://www2.jpl.nasa.gov/))

le CNRS et le CNES. Les thématiques scientifiques visées par le DCMB concernent principalement la mesure de la polarisation du CMB, avec le projet spatial SAMPAN/Bpol (Désert 2007), ainsi que la mesure de l'effet Sunyaev-Zeldovich pour le projet stratosphérique Olimpo (Masi et al. 2005). Le groupe a déjà réalisé des matrices prototypes contenant jusqu'à 200 pixels, les thermomètres employés peuvent être de type résistif à très haute impédance, ou de type supraconducteur. Les thermomètres sont réalisés par dépôt de couches minces de NbSi. Ce matériau se comporte comme un isolant d'Anderson ou comme un supraconducteur suivant la stochiométrie des deux éléments. L'électronique de lecture est alors adaptée au type de thermomètres utilisés, des SQUID pour les TES et des *Quantum-Point-Contact High-Electron-Mobility-Transistors* (QPC-HEMT) pour les résistifs (Benoît et al. 2008).

Enfin, nous terminons ce tour d'horizon non-exhaustif des bolomètres résistifs par les détecteurs les plus répandus actuellement en bolométrie infrarouge. Il s'agit des bolomètres *spiderweb* du JPL/Caltech (*Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology*), initialement conçus par J. Bock (Bock et al. 1995 ; Turner et al. 2001). La figure 2.4 montre deux photographies de ces bolomètres. Le pixel est constitué d'une grille à géométrie circulaire, en forme de toile d'araignée, sur laquelle est déposée une fine couche de bismuth pour absorber le rayonnement (sub-)millimétrique. La structure de la grille présente de nombreux avantages, notamment une faible masse (donc une faible capacité calorifique), une faible conductance thermique, ainsi qu'une faible section efficace géométrique aux particules cosmiques qui perturbent les signaux bolométriques. La grille est réalisée en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  par des techniques de micro-usinage déjà utilisées en micro-électronique. Un thermomètre NTD Ge est placé au centre de la grille.

Initialement collés par époxy, les thermomètres sont maintenant soudés à l'indium sur un dépôt Cr-Au. Les connections électriques sont réalisées par des fils en NbTi qui contribuent à la conductance thermique. Les performances de ces détecteurs en terme de sensibilité sont excellentes :  $NEP = 1.2 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 300 mK et  $2 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 100 mK. Ces bolomètres équipent de nombreux instruments comme par exemple BOLOCAM sur le CSO qui observe à 1.1, 1.4 et 2.1 mm avec ses 144 pixels (Glenn et al. 1998). Caltech devrait livrer une caméra quasi-identique à BOLOCAM pour le LMT au Mexique. Les projets ACBAR au pôle sud, BOOMERANG, MAXIMA et ARCHEOPS en ballon, Planck/HFI (Lamarre et al. 2003) et Herschel/SPIRE (Griffin et al. 2006) dans l'espace utilisent également des bolomètres spiderweb.

### 2.2.2 Les bolomètres supraconducteurs

Les premières réalisations de bolomètres supraconducteurs datent des années 40. Par exemple Andrews et al. (1946) de l'Université Johns Hopkins dans le Maryland ont fabriqué un bolomètre supraconducteur en utilisant une fine bandelette de CbN maintenue à  $\sim 14.36 \text{ K}$  autour de sa phase de transition. Malgré de bonnes performances en terme de sensibilité et de rapidité, ce type de détecteur ne s'est pas vraiment développé à cette époque car il était relativement difficile à fabriquer et à maintenir dans sa zone de transition. D'après Zwerdling et al. (1968) les bolomètres en germanium décrit par Low (1961) étaient bien plus pratiques que les bolomètres supraconducteurs et suffisamment performants. Ça n'est que très récemment que les matériaux supraconducteurs ont repris le pas sur les thermomètres NTD Ge en terme de sensibilité et de rapidité. Les bolomètres dont la thermométrie est basée sur des matériaux supraconducteurs sont appelés des TES (*Transition-Edge Sensors*).

La réponse d'un bolomètre est bien souvent exprimée par le coefficient de température  $\alpha$ ; nous avons trouvé plusieurs définitions dans la littérature, mais nous adoptons pour le moment la convention  $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ . Notez que ce paramètre renseigne en effet sur la capacité qu'a un thermomètre à changer d'impédance lorsque sa température évolue. Les métaux supraconducteurs présentent des coefficients  $\alpha$  qui peuvent dépasser de plusieurs ordres de grandeur ceux des bolomètres résistifs lorsqu'ils passent de l'état normal, c'est-à-dire conducteur, à celui de supraconducteur. Cependant, la plage de température sur laquelle le paramètre  $\alpha$  est particulièrement intéressant est généralement très étroite. D'après Richards (1994), cette plage vaut environ l'inverse du coefficient  $\alpha$  tel que définit précédemment. Il est donc en théorie possible d'obtenir des  $\alpha$  très grands, i.e. des bolomètres très sensibles, à condition de pouvoir maintenir le métal supraconducteur dans sa phase de transition. Les bolomètres modernes utilisent le principe de contre-réaction électro-thermique pour garder le matériau à sa température de transition. Le principe de cette contre-réaction est de réduire la dissipation électrique dans le thermomètre lorsque sa température s'élève. Cette condition est réalisée pour des thermomètres polarisés en tension, nous parlons alors de détecteurs VSB (*Voltage-biased Supraconductor Bolometers*). En effet, lorsque le flux incident chauffe le bolomètre, le supraconducteur s'éloigne de sa transition et l'impédance augmente très rapidement, la dissipation Joule  $P = V^2/R$  diminue

et contre-balance l'apport d'énergie radiative. Le bolomètre retourne alors rapidement à sa température d'équilibre autour de sa transition de phase. Les fortes contre-réactions permettent en plus d'obtenir des bolomètres très rapides. Par exemple, en remplaçant le traditionnel thermomètre NTD Ge par un film de titane sur un bolomètre de type spiderweb, Lee et al. (1997) ont mesuré des constantes de temps de 5 ms à 300 mK pour une NEP de  $1.1 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Dans leur régime de fonctionnement, les thermomètres TES possèdent des impédances bien inférieures à  $1 \Omega$  ce qui rend les détecteurs inadaptés aux circuits de lecture conventionnels à base de transistors FET. Pour lire le signal bolométrique, le TES est monté en série avec une source de tension et une bobine supraconductrice; lorsque l'impédance du TES change, le courant dans la bobine varie et génère un faible champ magnétique qui est détecté par un SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*). Un SQUID est en effet un magnétomètre extrêmement sensible qui fonctionne à très basse température et qui dissipe très peu d'énergie. Tous les bolomètres TES utilisent des SQUID pour leur circuit de lecture (Irwin 2002).

Il existe aujourd'hui un véritable engouement pour les bolomètres supraconducteurs car ils offrent d'excellentes performances, mais également parce qu'ils sont compatibles avec des méthodes de fabrication collective. C'est d'ailleurs l'objectif que s'est fixée l'équipe d'Edinburgh, en collaboration avec d'autres laboratoires britanniques, canadiens et américains, de fabriquer une caméra sub-millimétrique à base de bolomètres TES contenant pas moins de 10000 pixels. Ce projet colossal et ambitieux porte le nom de SCUBA2 (Holland et al. 2006), digne successeur de SCUBA. Cet instrument devrait être installé sur le télescope JCMT pour observer à 450 et 850  $\mu\text{m}$ . Les bolomètres sont refroidis à 100 mK et possèdent une NEP de  $\sim 1 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 450  $\mu\text{m}$  et  $\sim 3 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 850  $\mu\text{m}$ . Les TES sont formés d'un film bi-couche de Mo/Cu dont la transition s'étale sur seulement 1-2 mK (Audley et al. 2004) pour permettre une grande sensibilité. Les bolomètres sont hybridés au circuit de lecture par billes d'indium tout comme les photoconducteurs décrits dans la section 1.2.2. La lecture du signal est multiplexée par des SQUID qui se trouvent juste sous les bolomètres. Cette caméra est très attendue par la communauté des astronomes car elle devrait être 1000 fois plus rapide que SCUBA pour cartographier le ciel. Toutefois, comme tout projet ambitieux, la livraison de l'instrument a déjà pris du retard (problème de blindage magnétique, évolution du design des détecteurs, etc...), la mise en service de l'instrument complet aura probablement lieu courant 2008.

Le NIST développe d'autres détecteurs en collaboration avec le GSFC, les BUG (*Backshort-Under-Grids arrays*), qui reposent aussi sur une fabrication collective de milliers de bolomètres multiplexés par des SQUID (Allen et al. 2006). L'instrument GISMO par exemple est destiné au télescope de 30 m de l'IRAM, il possède  $8 \times 16$  bolomètres TES qui fonctionnent à 2 mm et offre une NEP de  $4 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Staguhn et al. 2006). Benford et al. (2006) montrent les premières images astronomiques obtenues avec un détecteur bolométrique supraconducteur multiplexé. Ils présentent des observations à 350  $\mu\text{m}$  de Jupiter, Venus et d'une région de formation d'étoile G34.3+0.2. L'instrument est installé au CSO, il s'appelle FIBRE et a également été construit par la même équipe NIST/GSFC.



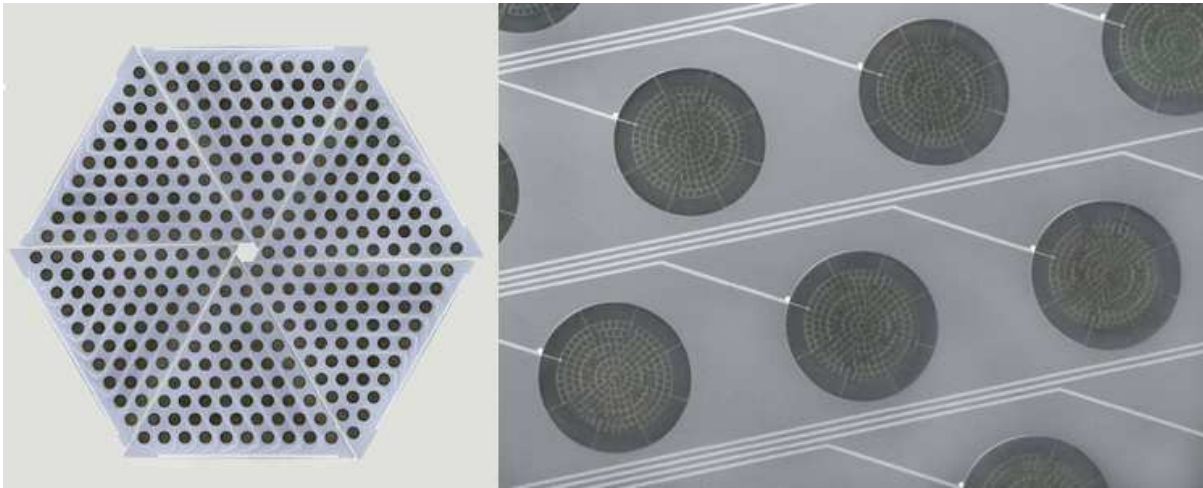


FIG. 2.5 Ces deux photographies montrent le plan focal de APEX-SZ ainsi qu'une vue rapprochée d'un des pixels. Nous voyons 300 bolomètres à thermométrie TES dont le signal est multiplexé dans le domaine fréquentiel ( $8 \rightarrow 1$ ). À droite, nous retrouvons la géométrie spiderweb de la grille suspendue et les lignes électriques gravées dans le silicium. (images empruntées sur <http://bolo.berkeley.edu/>)

Le groupe de Berkeley mené par Paul Richards et Adrian Lee est également très prolifique en matière de bolomètres TES. C'est d'ailleurs l'équipe qui a mis au point la théorie des VSB (Lee et al. 1996 ; Lee et al. 1998). Ils ont de plus développé la technique de multiplexage fréquentiel (Lanting 2006). L'idée est d'associer à chaque TES une bobine dont l'inductance varie légèrement d'un pixel à l'autre, chaque bolomètre possède alors une fréquence propre différente de celle des autres pixels. Ces bolomètres sont montés en série, c'est-à-dire sur un seul fil, ils sont alimentés par une onde porteuse qui contient la fréquence de tous les pixels, ce signal est ensuite lu par un seul SQUID et démodulé par une électronique chaude pour extraire le courant qui circule dans chacun des bolomètres. Cette technique permet à présent de multiplexer 8 pixels ; la limite aux basses fréquences est fixée par la constante de temps thermique des bolomètres, celle aux hautes fréquences est déterminée par la constante de temps électrique des câbles qui relient les bolomètres à l'électronique chaude. L'équipe de Berkeley a récemment réalisé avec succès la vérification scientifique de leur caméra APEX-SZ au Chili. Elle contient 300 bolomètres de type spiderweb avec des thermomètres TES fonctionnant à  $\sim 300$  mK (Dobbs et al. 2006). L'objectif de cet instrument est de découvrir et d'étudier des amas de galaxies dans le domaine millimétrique en utilisant l'effet Sunyaev Zel'dovich. Un instrument similaire, mais contenant près de 1000 bolomètres, a également été installé sur l'antenne de 10 m du SPT.

### 2.2.3 Couplage optique des bolomètres et remplissage du plan focal

Une fois les performances électro-thermiques d'un bolomètre fixées, un autre aspect de la détection rentre en jeu : c'est l'absorption du rayonnement électromagnétique. Pour les

bolomètres modernes dont le substrat est généralement du silicium transparent dans l'infrarouge lointain, il est nécessaire de déposer une couche de métal sur ce substrat pour absorber l'énergie radiative incidente. L'impédance de cet absorbeur doit être adaptée à l'impédance du vide pour éviter les réflexions indésirables. Dans ce cas, l'absorption peut en théorie atteindre 50 %. Il existe plusieurs manières d'optimiser l'absorption du rayonnement. La plus répandue est celle des concentrateurs de lumière. En effet, à l'exception des bolomètres popup du GSFC, tous les détecteurs actuellement en opération sur les grands télescopes (sub-)millimétriques utilisent ces concentrateurs pour optimiser le couplage du rayonnement entre les bolomètres et le télescope. Ils se composent de deux éléments : un cornet et une sphère intégratrice. Le cornet (*feedhorn* en anglais) définit le champ de vue du détecteur, c'est-à-dire que les rayons lumineux dont l'angle d'incidence est supérieur à une valeur fixée par la géométrie du cornet n'atteignent pas le bolomètre. Le diagramme de rayonnement d'un cornet est approximativement gaussien. Les autres rayons sont transmis vers une sphère qui se situe à la pointe du cornet et qui contient le bolomètre. Le rôle de cette sphère intégratrice est de piéger les rayons lumineux afin de multiplier le nombre d'interactions entre le bolomètre et le champ de radiation. Les parois internes de la sphère sont réfléchissantes, les rayons qui y pénètrent ne peuvent plus en ressortir, ils sont inévitablement absorbés par le bolomètre. L'utilisation de ces cornets pour les détecteurs infrarouges et (sub-)millimétriques a été étudiée en détail par Hildebrand and Winston (1982) et le lecteur pourra trouver dans la littérature plusieurs appellations pour ces cornets, comme par exemple les *cônes de Winston* (Winston 1970) qui ne sont qu'un cas particulier de concentrateurs de lumière. L'efficacité de ces cornets dépend principalement de leur diamètre. Griffin et al. (2002) définissent l'efficacité d'ouverture comme étant le rapport entre la puissance de la PSF (*Point Spread Function*) et la puissance interceptée par un bolomètre. Ils trouvent que les cornets possèdent un maximum d'efficacité de 0.7 pour un diamètre de  $2F\lambda$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $F$  est le rapport focal de l'instrument ( $F=f/D$  avec  $f$  la longueur focale et  $D$  le diamètre du télescope). Un diamètre de  $2F\lambda$  permet donc un couplage optimal entre le télescope et le bolomètre, la plupart des détecteurs possède d'ailleurs des cornets de cette taille là. D'après Griffin et al., les principaux avantages à utiliser des cornets avec sphères intégratrices sont :

- Les cornets à  $2F\lambda$  offrent les meilleures performances pour détecter des sources ponctuelles dont la position est connue, c'est-à-dire que presque toute la puissance d'une source est collectée sur un même détecteur.
- Les propriétés sont bien comprises et la technique de fabrication est maîtrisée.
- Le champ de vue des bolomètres est parfaitement défini, les cornets offrent donc une très bonne réjection de la lumière parasite.
- La structure cornet+sphère agit comme une cage de Faraday, les bolomètres sont donc peu susceptibles aux perturbations électromagnétiques.

Les principaux inconvénients sont :

- Jusqu'à 70 % de la puissance radiative incidente au niveau du plan focal n'est pas absorbée par les bolomètres, soit parce qu'elle est réfléchiée par les cornets et repart vers l'entrée de l'instrument, soit parce qu'elle passe entre des cornets adjacents

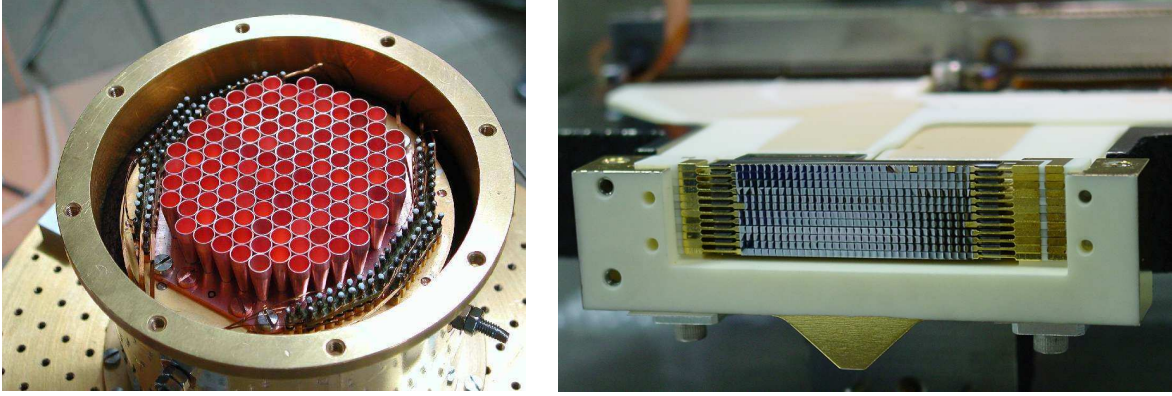


FIG. 2.6 Photographies des plans focaux de MAMBO-II, à gauche, et de SHARC-II, à droite. Les cornets sont disposés de façon hexagonale, deux pixels adjacents sont séparés de  $2F\lambda$  pour MAMBO-II. Les matrices de bolomètres nus possèdent en revanche des pixels carrés, contigus et espacés de  $0.65F\lambda$  pour SHARC-II ; ils offrent un facteur de remplissage proche de 1. (images empruntées sur [www.mpifr-bonn.mpg.de](http://www.mpifr-bonn.mpg.de) et [www.submm.caltech.edu](http://www.submm.caltech.edu))

(facteur de remplissage modeste, cf figure 2.6). En particulier, l'efficacité d'un cornet à  $2F\lambda$  peut considérablement chuter pour une source ponctuelle si sa position n'est pas connue ; la PSF peut en effet tomber entre deux cornets et une large fraction de la puissance lumineuse serait alors perdue.

- L'efficacité de cartographie est limitée par l'utilisation de cornets. Nous reviendrons sur ce point de façon plus quantitative dans la suite du texte.
- Pour des diamètres de cornets supérieurs à  $0.5F\lambda$ , les bolomètres sont trop espacés et ne permettent pas d'échantillonner le ciel au critère de Nyquist<sup>4</sup>. Des techniques d'observation peu efficaces sont alors nécessaires pour reconstruire des cartes du ciel correctement échantillonnées. Par exemple pour des cornets à  $2F\lambda$ , il faut effectuer 16 pointages différents, même pour cartographier une région plus petite que le champ de vue de la caméra, nous parlons d'observations en mode *jiggling*. La cartographie du ciel par balayage permet également d'obtenir des images correctement échantillonnées à condition de choisir un angle de balayage approprié à la géométrie du plan focal.

J'ajouterai aux inconvénients listés par Griffin et al. que l'utilisation de cornets n'est pas compatible avec la fabrication de grands plans focaux contenant des milliers de bolomètres. Il est en effet mécaniquement et thermiquement difficile de fabriquer un instrument qui contiendrait des milliers de cornets refroidis à 300 voire 100 mK. De plus, les cornets à  $2F\lambda$  étant relativement volumineux, aucun plan focal ne pourrait accueillir un détecteur de  $\sim 500F\lambda$  de côté.

Remarquez néanmoins qu'il est aujourd'hui possible de se passer de cornets pour coupler le télescope aux bolomètres et d'optimiser l'absorption du rayonnement. Deux voies tech-

<sup>4</sup>Le théorème de Nyquist, également appelé théorème de Nyquist-Shannon, énonce que pour pouvoir reconstruire de manière exacte un signal échantillonné, il faut que la fréquence d'échantillonnage soit supérieure ou égale au double de la fréquence maximale contenue dans le signal.

nologiques ont été explorées et ont montré d'excellents résultats : les cavités résonantes et les bolomètres à antennes. Le principe de cavité résonante a été introduit par le CEA au milieu des années 90, il est aujourd'hui utilisé par SHARC-II et offre des absorptions proches de 100 %. Les instruments PACS, ARTEMIS, PILOT, HAWC ou SCUBA-2 exploiteront également les performances des cavités résonantes. Le but de ces cavités est de sélectionner la bande de longueur d'onde qui est efficacement absorbée par le bolomètre. Toutefois, elles n'offrent aucune directivité, le rayonnement est absorbé sur  $2\pi$  stéradians. Il est donc indispensable de placer un diaphragme refroidi (*cold stop*) au-dessus du plan focal pour définir le champ de vue des bolomètres. Le diagramme de rayonnement (*beam pattern*) d'un tel dispositif est approximativement une fonction porte, c'est-à-dire une transmission de 1 en direction du télescope et 0 ailleurs. Comparé au profil gaussien des cornets, les bolomètres nus (*bare arrays* dans Griffin et al.) sont plus efficacement illuminés par la partie externe du télescope ; c'est la raison pour laquelle, à une taille donnée, l'efficacité d'ouverture des bolomètres nus avec pixels carrés est toujours supérieure à celle des bolomètres couplés à des concentrateurs de lumière (cf fig.2 dans Griffin et al.). Nous décrirons en détail le principe d'absorption des cavités résonantes dans la section 3.2.3. D'autre part, les bolomètres à antennes détectent le rayonnement électromagnétique de manière similaire aux détecteurs hétérodynes, c'est-à-dire que les électrons libres à l'intérieur d'une antenne sont excités à la même fréquence que le champ électrique de l'onde incidente (cf section 1.2.2). La géométrie de l'antenne définit le champ de vue du pixel et permet en plus d'effectuer des mesures de polarisation. Les fluctuations de courant induites par le champ de radiation sont transmises le long de lignes électriques appelées *microstrips*<sup>5</sup> (Dunlop et al. 2006) vers un élément dispersif, généralement une résistance. L'énergie libérée est alors mesurée par un bolomètre (voir figure 2.7). De plus, il est possible d'ajouter des filtres le long de la ligne de transmission et ainsi de détecter plusieurs bandes de fréquences avec un seul pixel, c'est-à-dire une seule antenne (mais un bolomètre est tout de même nécessaire pour lire chaque bande spectrale). Nous parlons alors de pixels multi-couleurs. Notez également le travail de Perera et al. (2006) qui repose sur un principe différent d'absorption mais dont le but est également de mesurer une puissance radiative à plusieurs longueurs d'onde avec un seul pixel. Mais c'est encore une fois le groupe de Berkeley qui montre une large avance sur le développement de ce genre de technologie ; ils ont en effet déjà réalisé de nombreux prototypes de bolomètres à antennes et se sont récemment lancé dans la fabrication de l'instrument PolarBear qui est destiné à l'étude de la polarisation du CMB (Myers et al. 2004 ; Myers et al. 2005). La figure 2.7 montre un pixel prototype de PolarBear contenant deux bolomètres, chacun mesure une polarisation du rayonnement. Elles ne sont pas visibles sur la figure mais de petites lentilles plan-concaves en silicium sont déposées sur chacun des pixels pour améliorer le couplage entre le télescope et l'antenne.

Le grand avantage des bolomètres à antennes ou des cavités résonantes réside dans le fait qu'ils sont compatibles avec des méthodes de fabrication collective. En effet ces détecteurs peuvent être réalisés par des techniques couramment utilisées en micro-électronique, les fonctions de couplage optique et d'absorption du rayonnement sont alors intégrées dans le circuit de

---

<sup>5</sup>Les microstrips sont des sortes de câbles coaxiaux à 2-dimensions gravés sur circuit imprimé.

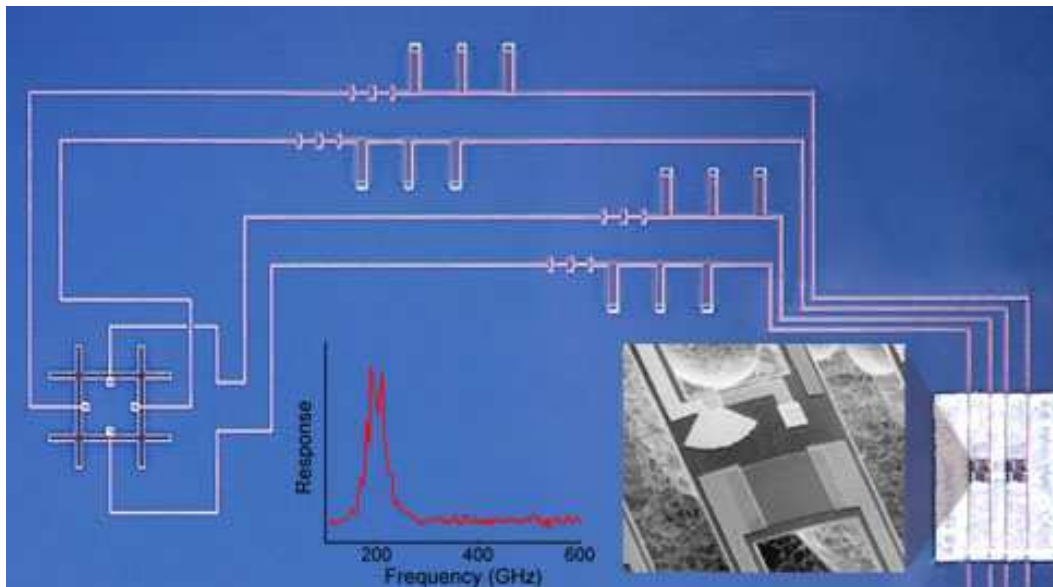


FIG. 2.7 Exemple de bolomètre à antennes. Pixel prototype pour l'instrument PolarBear. L'antenne est le motif en forme de # en bas à gauche de l'image. Les quatre branches de l'antenne sont connectées à deux bolomètres (en bas à droite) par des microstrips. Les microstrips possèdent des filtres (barres perpendiculaires en haut de l'image) qui sélectionnent la fréquence du signal. La courbe au centre montre la transmission du système. L'encadré en bas à droite montre une vue rapprochée du bolomètre qui mesure la polarisation horizontale. (image empruntée sur <http://bolo.berkeley.edu/>)

détection des bolomètres. Ceci ouvre la voie à la fabrication de très grands plans focaux, et par extension au développement de l'astronomie sub-millimétrique grand champ comme par exemple les projets ARTEMIS ou SCUBA-2.

D'autre part, l'abandon des cornets permet de réaliser des matrices de bolomètres très compactes avec des facteurs de remplissage proches de 1 (cf figure 2.6 pour SHARC-II ou section 3.2.1 pour PACS). Les bolomètres peuvent également être dimensionnés de sorte qu'ils échantillonnent le ciel instantanément au critère de Nyquist, c'est-à-dire les bolomètres sont espacés d'au plus  $0.5F\lambda$ , tout en conservant un couplage efficace avec le télescope et une absorption optimale. Les méthodes d'observations utilisées dans l'infrarouge proche, qui sont plus efficaces que le traditionnel mode *jiggling*, peuvent alors être adoptées pour ce type de détecteurs. Par ailleurs, Griffin et al. (2002) calculent la vitesse de cartographie de bolomètres à cornets et de bolomètres nus; moyennant quelques hypothèses raisonnables sur le système optique et les performances des détecteurs (BLIP), ils trouvent qu'une matrice de bolomètres nus à  $0.5F\lambda$  est jusqu'à 3.5 fois plus rapide qu'un assemblage de bolomètres à cornets de  $2F\lambda$ . Il faut cependant noter que les bolomètres nus à  $0.5F\lambda$  reçoivent  $\sim 4$  fois moins de flux que les bolomètres à cornets à  $2F\lambda$ . Par conséquent, pour obtenir les mêmes performances en terme de sensibilité BLIP, les petits pixels doivent avoir une NEP  $\sim 2$  fois meilleure que celle des pixels à  $2F\lambda$ .



## Chapitre 3

# Les matrices de bolomètres du Photomètre Herschel/PACS

Ce chapitre est entièrement dédié à la description des matrices de bolomètres du CEA. Nous introduirons dans un premier temps le principe de fonctionnement de ces détecteurs de nouvelle génération en insistant sur leur pertinence pour l'astronomie infrarouge et sub-millimétrique. Dans un deuxième temps, nous présenterons les propriétés physiques des matrices de bolomètres, notamment la thermométrie haute impédance et la cavité résonante qui sont deux concepts originaux introduits par le CEA. Enfin, nous donnerons une description détaillée de l'électronique de lecture des matrices, étape nécessaire pour comprendre la problématique de la procédure d'étalonnage.

### 3.1 Les matrices de bolomètres du CEA : principes novateurs

#### 3.1.1 Contexte et motivations

L'histoire des matrices de bolomètres du CEA commence en 1995 au Laboratoire Infrarouge du CEA/LETI à Grenoble. C'est Patrick Agnèse, organisateur de cette première réunion, qui rassemble les responsables de quelques grands laboratoires de recherche : Laurent Vigroux pour le CEA/SAp, Jean-Michel Lamarre pour l'IAS et Bernard Lazareff pour l'IRAM. L'objectif de cette rencontre est de discuter du potentiel du LETI pour la bolométrie en astronomie submillimétrique, particulièrement pour l'instrument SPIRE du satellite FIRST. En effet, le LETI a développé des technologies et des savoir-faire pour l'instrumentation spatiale lors du projet ISOCAM en collaboration avec le CEA/SAp (Mottier et al. 1991 ; Cesarsky et al. 1996), et ses multiples compétences en micro-électronique, lithographie, etc... pourraient permettre de franchir une barrière dans la fabrication de bolomètres submillimétriques. Deux idées majeures proposées par le LETI (Buzzi 1999) ont été retenues lors de cette réunion :

- la fabrication collective de bolomètres devrait assurer un haut rendement de production et ouvrir la voie à l'astronomie grand champ,
- l'introduction de grilles résonantes pour l'absorption du rayonnement pourrait conduire à une véritable révolution pour les matrices de bolomètres.



De plus, les possibles applications d'un tel composant sont multiples, la première étant bien évidemment pour l'instrumentation des télescopes au sol pour les plus grandes longueurs d'onde, mais la conception de ces détecteurs pourrait éventuellement être adaptée à des longueurs d'onde plus courtes pour la surveillance et la sécurité (détection de mines anti-personnelles enfouies sous terre par exemple).

En Avril 1996, la phase de pré-étude des matrices de bolomètres démarre sur financement du Service d'Astrophysique. En 1997, le CEA répond à l'appel à proposition de l'ESA pour l'instrument SPIRE, et c'est en 1999 que le LETI produit la première matrice fonctionnelle de bolomètres submillimétriques  $16 \times 16$  pixels avec un circuit de lecture multiplexé à 300 mK (Agnès et al. 1999). Une photographie de cette matrice est représentée sur la figure 3.1. Le projet du CEA est très ambitieux, et le consortium SPIRE juge le concept trop risqué pour un projet spatial, et c'est finalement les bolomètres *spider web* du JPL, dont la technologie est connue depuis plus de 10 ans, qui sont sélectionnés pour l'instrument SPIRE. C'est en 2000 que les bolomètres du CEA se retrouvent à nouveau dans le projet Herschel, mais cette fois pour l'instrument PACS. En effet, afin de simplifier le schéma optique originel de PACS qui prévoyait d'utiliser les mêmes détecteurs pour la photométrie et la spectroscopie, le consortium décide de rajouter à l'instrument un plan focal dédié à la photométrie et contenant les matrices de bolomètres du CEA. Les équipes du LETI et du SAp ont ensuite réagi rapidement pour apporter aux matrices les modifications nécessaires pour adapter leur domaine d'absorption à la gamme de longueur d'onde de PACS. Lorsque ma thèse a débuté, la campagne d'étalonnage des modèles CQM (Cryogenic Qualification Model) venait tout juste de se terminer, et les premières matrices de type FM (Flight Model) commençaient à arriver au SAp pour y être testées et sélectionnées pour constituer le plan focal de vol et le plan focal de rechange.

### 3.1.2 Pertinence du concept et innovations technologiques

Les matrices de bolomètres du CEA sont véritablement des détecteurs d'une nouvelle génération. L'introduction de cavités résonantes pour optimiser l'absorption du champ de radiation incident est effectivement un concept révolutionnaire en bolométrie, et la plupart des bolomètres modernes a d'ailleurs adopté cette technologie brevetée par le CEA/LETI. Nous décrirons brièvement le principe d'absorption de rayonnement dans la section 3.2.3. Notons premièrement que la cavité résonante permet, entre autre, d'abandonner l'usage des cornets traditionnels et des sphères intégratrices qui leur sont généralement associées (cf section 2.2.3) ; ceci présente trois intérêts majeurs :

- les cornets sont volumineux et « encombrant » le plan focal (faibles facteurs de remplissage), alors que le concept de cavité résonante permet de fabriquer des pixels contigus sans perdre de place et ainsi atteindre des facteurs de remplissage proches de 1.
- Les pixels étant contigus, ils peuvent être dimensionnés pour satisfaire le critère d'échantillonnage de Nyquist sans affecter le couplage optique avec le télescope.
- Les cornets étant relativement massifs, s'en affranchir relaxe des contraintes ther-

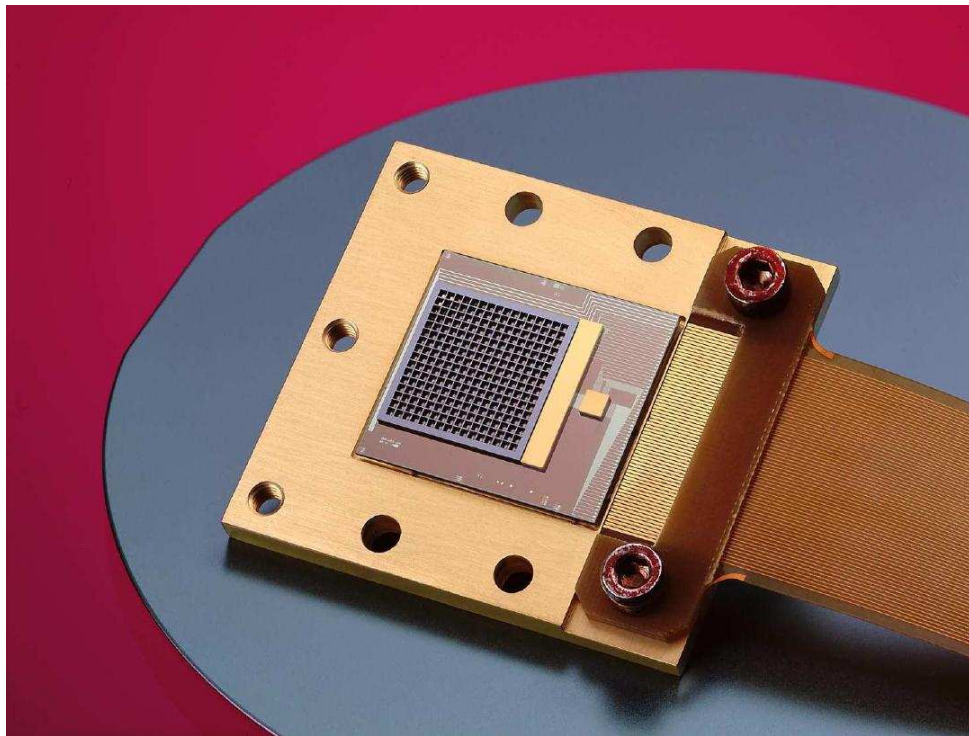


FIG. 3.1 Photographie de la première matrice de bolomètres fonctionnelle  $16 \times 16$  pixels réalisée par le LETI en 1999. Sur ce modèle le circuit de lecture multiplexé est situé à côté du circuit de détection, et non en-dessous comme c'est le cas pour les modèles actuels. (crédit CEA)

miques et mécaniques au niveau du plan focal de sorte que le nombre de pixels peut maintenant être considérablement augmenté.

Pour mettre à profit ce dernier point, le LETI a mis en œuvre une procédure de fabrication collective qui permet de réaliser des matrices de bolomètres contenant 256 pixels à partir d'un même *wafer*<sup>1</sup>. Les bolomètres d'une même matrice présentent alors des propriétés physiques très similaires, ce qui est difficile à réaliser et éventuellement coûteux pour les bolomètres traditionnels fabriqués de façon individuelle. La conception des matrices permet en plus de les abouter sur trois côtés pour former des plans focaux de plusieurs milliers de pixels. La caméra ARTEMIS par exemple comptera plus de 4000 bolomètres opérant à  $450 \mu\text{m}$  (Talvard et al. 2006). Ce nombre est à comparer avec les caméras bolométriques actuellement en opération où les bolomètres sont assemblés un par un pour obtenir quelques centaines de pixels au maximum dans le plan focal. La fabrication collective ouvre assurément la voie vers la production de grands plans focaux pour l'astronomie grand champ dans les domaines de l'infrarouge lointain et du submillimétrique.

D'autre part, l'électronique de lecture nécessaire pour lire les milliers de pixels opérant à 300 mK représente également une première technologique dans le domaine de la bolométrie refroidie. Cette électronique multiplexée utilise des transistors MOS<sup>2</sup> à 300 mK. Nous la décrirons

<sup>1</sup>Un *wafer* est le nom donné aux plaques de silicium utilisées en micro-électronique, c'est le produit de départ de tout circuit intégré.

<sup>2</sup>Les bolomètres résistifs sont habituellement lus par des transistors JFET (Junction gate Field-Effect Transistor) car leurs performances en terme de bruit sont très bonnes ( $\sim \text{nV}$ ). Cependant, ce type de composant ne

en détail dans la section 3.3. Notez toutefois que pour minimiser les coûts de développement, l'architecture du circuit de lecture a été largement inspirée de celle de la caméra ISOCAM (Cesarsky et al. 1996) qui fut également conçue par le CEA/LETI.

Pour atteindre notre objectif<sup>3</sup> de sensibilité, c'est-à-dire une NEP de l'ordre de  $1 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ , il est nécessaire de compenser le bruit intrinsèque relativement élevé de ces transistors (une fraction de  $\mu\text{V}$ ) par une réponse bien supérieure à celle des bolomètres traditionnels. Il faut en effet atteindre une réponse de quelques  $10^{10} \text{ V/W}$ . C'est la raison pour laquelle les thermomètres fonctionnent dans un régime où leur impédance dépasse les  $10^{12} \Omega$ .

En bref, les innovations technologiques majeures développées pour la conception des matrices de bolomètres sont les suivantes :

- Cavité résonante pour optimiser l'absorption du rayonnement,
- Fabrication collective des bolomètres,
- Multiplexage à froid du signal bolométrique,
- Thermométrie très haute impédance.

La fabrication des matrices de bolomètres du CEA fait donc appel à plusieurs technologies de pointe allant de la micro-électronique à la lithographie en passant par le micro-usinage, l'implantation ionique et les techniques d'hybridation. La production de ces matrices est un processus complexe qui nécessite plusieurs mois, ce qui représente un réel défi technologique.

### 3.1.3 Description générale de l'architecture des matrices

Les matrices de bolomètres du CEA sont basées sur une conception tout-silicium qui met largement à profit les techniques généralement utilisées pour la micro-électronique. Les bolomètres sont de type composite, c'est-à-dire que chaque élément constitutif des matrices possède une fonction bien définie qui est en général indépendante de celle des autres éléments (cf section 2.1.2). Nous dressons dans un premier temps un portrait global de la fabrication et du fonctionnement des matrices, puis nous reviendrons plus en détail sur certains éléments clefs de ces détecteurs dans les sections 3.2 et 3.3.

Les matrices de bolomètres du CEA se présentent sous la forme de deux fines plaques de silicium hybridées l'une sur l'autre par des centaines de billes d'indium. L'hybridation est une technique d'assemblage utilisée en micro-électronique pour relier électriquement deux composants. Elle est par exemple utilisée lors de la fabrication des détecteurs infrarouges modernes pour connecter le matériau photosensible à l'électronique de lecture (voir Rieke 2006 pour une revue récente des techniques d'hybridation pour les détecteurs IR). Cette technique consiste à déposer de petites quantités d'indium au bout de certaines lignes électriques d'un circuit imprimé et de disposer sur celui-ci un autre circuit de sorte que les billes d'indium proéminentes se positionnent en début de ligne électrique sur le second circuit. Nous obtenons alors deux circuits

---

fonctionne pas à 300 mK, la technologie MOS a donc été choisie pour le multiplexage à froid malgré son niveau de bruit relativement élevé.

<sup>3</sup>Cet objectif est donné par les spécifications scientifiques de l'instrument, c'est-à-dire une sensibilité de 5 mJy ( $5 \sigma$ , 1 h).

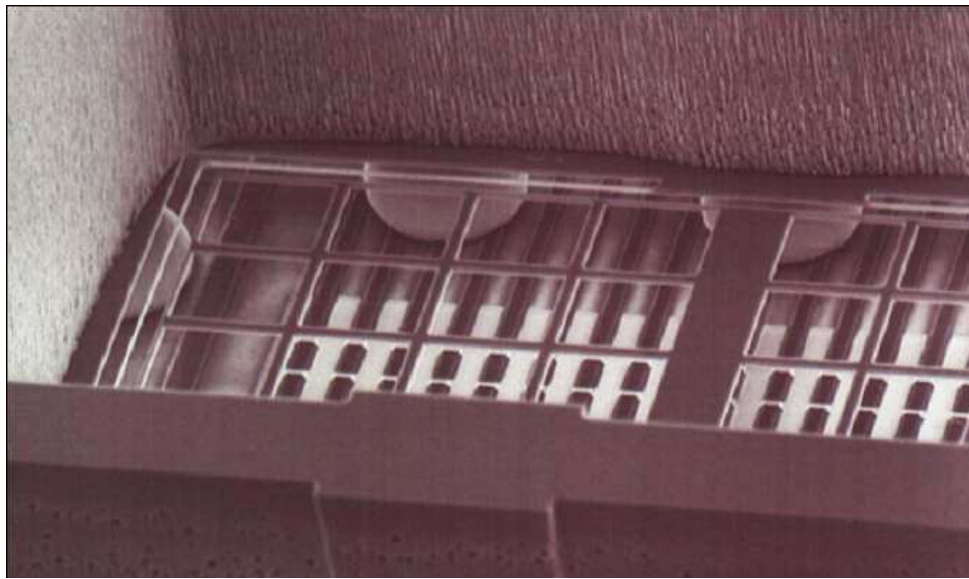


FIG. 3.2 Photographie des billes d'indium prises en sandwich entre le circuit de détection (en haut) et le circuit de lecture (en bas). Ces billes assurent le contact électrique et thermique entre les deux plaques de silicium. Elles jouent également le rôle de support mécanique et détermine la taille de la cavité résonante. (crédit CEA)

superposés et connectés électriquement dans la troisième dimension. Les billes jouent également le rôle de contact thermique<sup>4</sup> et de support mécanique entre les deux plaques. La figure 3.2 présente une photographie prise au microscope électronique de quelques billes d'indium prises en sandwich entre les deux plaques de silicium micro-usinées. Notez que, mis à part le principe de détection, la conception des matrices de bolomètres se rapproche de celle des détecteurs IR modernes. Les modes d'observation du Photomètre PACS (cf section 6.3) sont eux-aussi très similaires aux modes d'observation utilisés pour les photoconducteurs de l'infrarouge proche et moyen. La technique d'hybridation pour la bolométrie refroidie est relativement récente, et elle s'annonce prometteuse pour le développement des futures caméras grand champ dans le domaine sub-millimétrique (Agnès et al. 1999 ; Allen et al. 2006).

La figure 3.3 montre la photographie d'une matrice assemblée par hybridation ainsi qu'un schéma explicatif de son architecture. La plaque exposée au champ de radiation constitue ce que nous appelons le *Circuit de Détection*, ou *CD*, c'est elle qui contient les bolomètres à proprement parler. La plaque inférieure constitue l'électronique de lecture multiplexée que nous appelons *Circuit de Lecture*, ou *CL*. Ces deux plaques de silicium sont manufacturées séparément et de façon totalement indépendante, il est donc possible de leur donner des fonctions très spécialisées et dissociées l'une de l'autre. Le *CD* en l'occurrence est une plaque de silicium

<sup>4</sup>À 300 mK, l'indium est un supraconducteur, c'est-à-dire que le matériau ne présente aucune résistance électrique ; cependant la conduction de la chaleur est très inefficace dans un supraconducteur car seuls les phonons peuvent la transporter. Ce sont en fait les électrons présents dans la fine couche d'oxyde (non-supra) qui recouvre la bille qui conduisent la chaleur et qui permettent de thermaliser les deux composants.

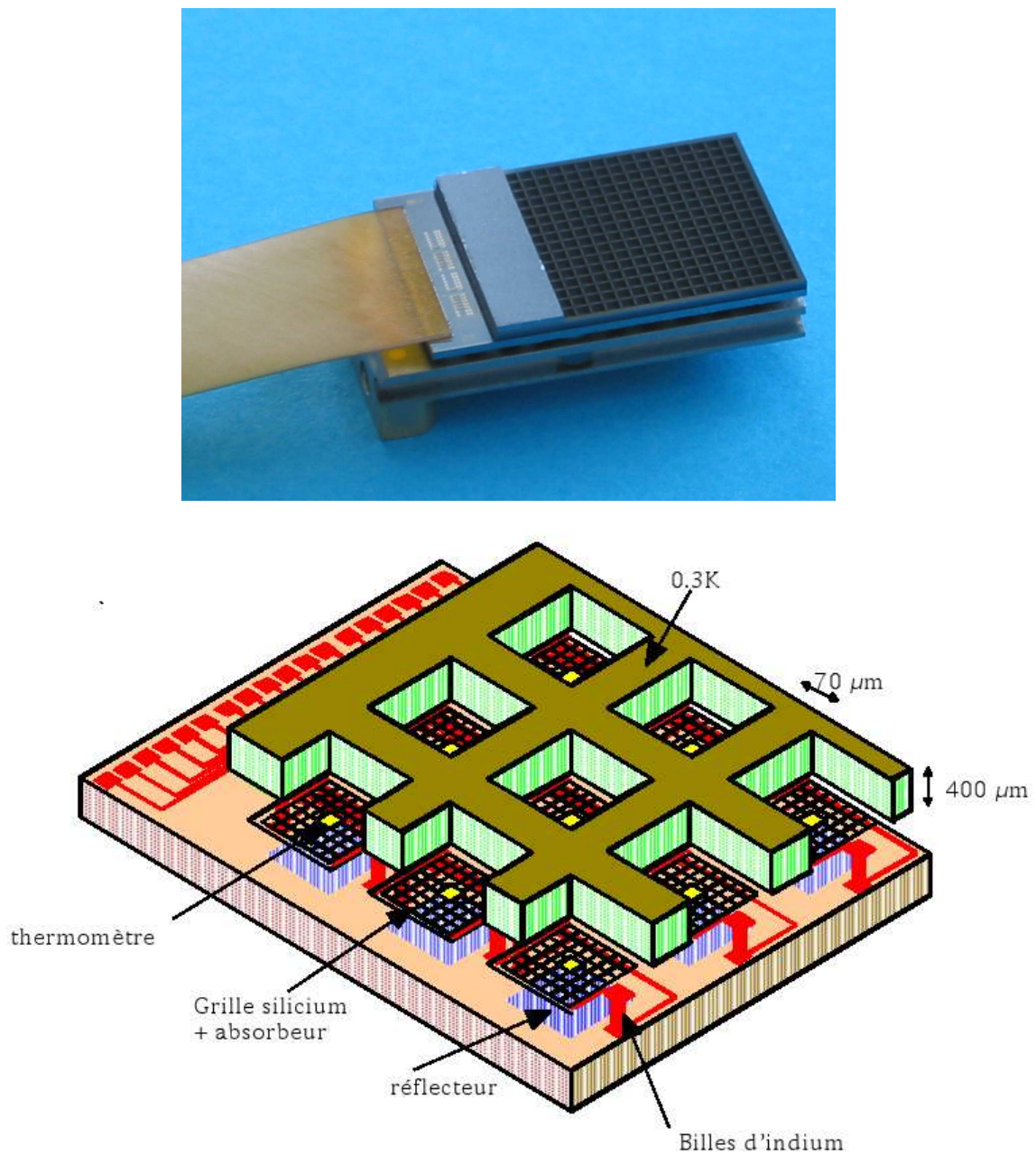


FIG. 3.3 La photographie du haut présente une matrice de bolomètres assemblée. Le circuit de détection (*CD*) est exposé au rayonnement électromagnétique et contient 256 bolomètres. Juste en-dessous se trouve le circuit de lecture multiplexé relié au reste de l'électronique par un câble flex en kapton. Sur le schéma du bas, nous retrouvons le *CD* hybridé au *CL* par les billes d'indium. Chaque grille suspendue possède une thermistance pour mesurer les variations de température dues au flux incident. Sous chaque pixel se trouve un réflecteur pour former une cavité résonante et ainsi optimiser l'absorption du rayonnement. (crédit CEA)



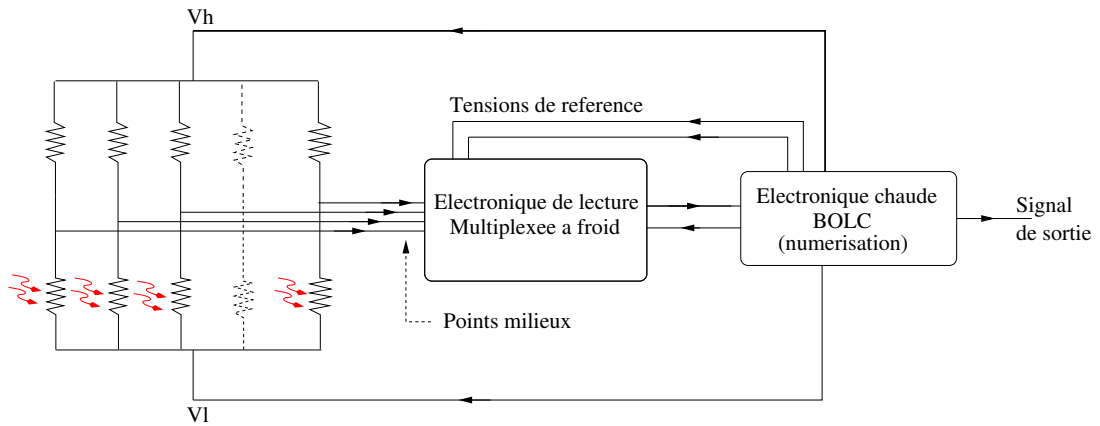


FIG. 3.4 Diagramme électrique d'une matrice de bolomètres. Les ponts bolométriques sont représentés à gauche. Les thermistances situées sur les grilles sont soumises aux variations de température induites par le flux radiatif incident (flèches rouges). Le signal utile est la tension mesurée au milieu des ponts diviseur de tension, nous appelons ces tensions les *points milieux*. Les ponts sont montés en parallèle. L'électronique froide permet de multiplexer la lecture des points milieux et de réduire le nombre de lignes électriques d'un facteur 16. L'électronique chaude alimente en tension le circuit de lecture et les bolomètres eux-même via les tensions  $V_h$  et  $V_l$ . Deux tensions de référence sont injectées au niveau de l'électronique froide.

d'environ 1 cm de côté et de  $400\ \mu\text{m}$  d'épaisseur qui est micro-usinée en profondeur pour obtenir 256 grilles suspendues de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. Ces pixels carrés sont disposés selon une grille cartésienne et sont séparés par des murs interpixels, ce qui donne au *CD* un aspect gauffré (cf figures 3.3 et 3.5). Les murs interpixels étant beaucoup plus massifs que les grilles suspendues, ils ont une grande capacité calorifique et servent de fuites thermiques pour les bolomètres. D'autre part le silicium est transparent dans l'infrarouge lointain<sup>5</sup>, les grilles sont donc recouvertes de métal pour absorber le rayonnement électromagnétique. Deux thermomètres de très haute impédance sont implantés sur chaque pixel, un au centre de la grille suspendue et l'autre sur le mur interpixel adjacent (cf section 3.2.2). Celui qui se trouve sur le mur est thermalisé à la température du bain thermique alors que l'autre se trouve à la température de la grille absorbante qui, elle, varie avec le flux incident. Cette structure de silicium est maintenue au-dessus du circuit de lecture par les billes d'indium. Des réflecteurs en or sont disposés sous chaque pixel pour former des cavités résonantes et ainsi optimiser l'absorption du rayonnement dans une certaine gamme de longueur d'onde. L'absorption dépasse généralement les 95 %. Nous traiterons ce sujet plus en détail dans la section 3.2.3.

Le *CL* est un circuit imprimé à base de transistors MOSFET, il en contient plus de 4000. Son rôle est de lire la tension aux bornes des thermomètres et de transporter cette information vers l'électronique chaude. Cependant, une matrice comprend 256 pixels fonctionnant à 300 mK,

<sup>5</sup>Notez que le silicium est transparent dans l'infrarouge lointain à froid, mais que ça n'est pas le cas à température ambiante.

et il n'est pas possible de faire sortir 256 fils connecteurs du plan focal pour chaque matrice du Photomètre PACS ; le budget thermique est en effet extrêmement restreint à ces températures. Il est donc nécessaire de multiplexer le signal, c'est-à-dire lire plusieurs pixels avec le même circuit électrique. Pour PACS, le *CL* est conçu pour réduire le nombre de fils sortant des matrices par un facteur 16 (1 circuit lit une colonne entière de 16 pixels), ce qui rend la dissipation électrique du circuit de lecture compatible avec le budget thermique disponible à 300 mK. L'autre raison qui a motivé l'implantation du circuit de lecture à proximité des bolomètres est la très haute impédance des thermomètres. Il faut en effet minimiser la capacité électrique des câbles (elle est proportionnelle à leurs longueurs) qui transmettent le signal pour minimiser la constante de temps électrique du circuit de lecture, et ainsi s'assurer que le temps de réponse des bolomètres reste compatible avec la fréquence de lecture du signal. Grâce à la technique d'hybridation, il est possible d'implanter un premier étage d'adaptation d'impédance à seulement quelques millimètres des thermomètres. Le *CL* est un élément clef des matrices de bolomètres et son réglage est critique pour les performances finales du détecteur. Nous en donnerons une description beaucoup plus détaillée dans la section 3.3. La figure 3.4 montre le schéma électrique simplifié d'une matrice de bolomètres pour le Photomètre PACS. Chaque pixel contient deux thermistances montées en pont diviseur de tension, et tous les ponts d'une même matrice sont montés en parallèle. Nous appelons *point milieu* la tension électrique à la sortie du pont bolométrique comme indiqué sur la figure. L'électronique froide échantillonne le point milieu de chaque pixel et ramène l'impédance du circuit de lecture vers des valeurs compatibles avec des lignes de transmissions longues de plus de 7 m ; l'impédance passe de quelques  $10^{12} - 10^{13} \Omega$  à environ  $10^4 \Omega$  sur les 10 premiers centimètres du circuit. L'électronique chaude porte le nom de *BOLC* dans l'instrument PACS, son rôle est de numériser le signal bolométrique et de fournir les tensions électriques à tout le circuit de lecture et aux bolomètres eux-mêmes (via les tensions  $V_h$  et  $V_l$ ). Une particularité intéressante de BOLC est qu'il permet d'injecter des tensions de référence au niveau de l'électronique froide ; cela autorise une lecture différentielle du signal bolométrique et donc une meilleure réjection des dérives basses fréquences de l'électronique de lecture et des diverses perturbations (microphonie, pickup HF, environnement électromagnétique dans le satellite). Nous verrons en plus que ces tensions de référence jouent un rôle central dans la procédure d'étalonnage que nous avons mise au point (cf section 4.1.2).

## 3.2 Propriétés physiques des matrices de bolomètres

### 3.2.1 La grille absorbante : le motif de la matrice

Nous nous intéressons dans un premier temps à la partie sensible du détecteur, c'est-à-dire à la structure suspendue qui absorbe le rayonnement et dont la température évolue avec le flux incident. La figure 3.5 présente deux vues rapprochées du circuit de détection.

À gauche, nous voyons le *CD* par dessus, les grilles absorbantes se situent à la base des murs interpixels et nous retrouvons bien cette forme gauffrée des matrices. Nous pouvons même

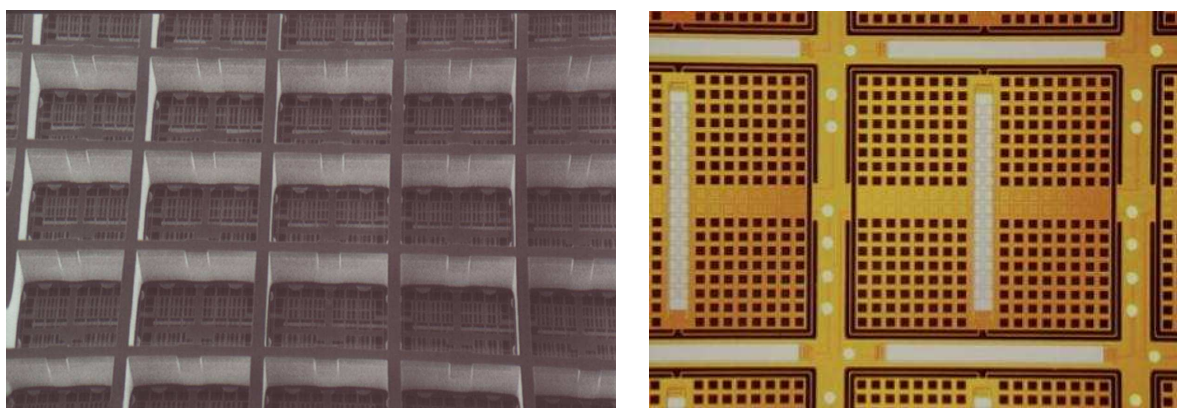


FIG. 3.5 Vues rapprochées du circuit de détection par dessus (à gauche) et par dessous avant l'étape d'hybridation (à droite). Nous retrouvons les murs interpixels, les grilles suspendues, les thermomètres (longues bandes claires sur la photographie de droite) et les contacts prévus pour les billes d'indium (ronds clairs situés sous les murs interpixels).

apercevoir les billes d'indium qui supportent le *CD*. Les murs interpixels mesurent  $400\ \mu\text{m}$  de haut, les grilles ne mesurent que  $5\ \mu\text{m}$  dans la même dimension. Les pixels sont carrés et espacés de  $750\ \mu\text{m}$  sur les modèles PACS. Les grilles de silicium font  $640\ \mu\text{m}$  de côté, ce qui donne un facteur de remplissage géométrique d'environ 0.73. Cependant, l'épaisseur des murs interpixels ( $70\ \mu\text{m}$ ) est inférieure à la longueur d'onde et le silicium est transparent dans l'infrarouge lointain ; par conséquent, un photon qui tomberait exactement sur un mur serait partiellement absorbé sur les deux pixels adjacents, nous parlons alors de couplage capacitif entre pixels. Le facteur de remplissage effectif est donc supérieur à 73 %, nous le confirmerons dans la section 3.2.3 par des mesures d'absorption effectuées avec un spectromètre à transformée de Fourier.

À droite, nous présentons une photographie du *CD* vu par dessous avant l'étape d'hybridation. Les ronds clairs situés sous les murs interpixels marquent l'emplacement des contacts électriques pour les billes d'indium. Il y en a 7 par pixels, ce qui fait un total d'environ 1800 billes par matrice. Les longues bandes claires visibles sous la grille et sous les murs interpixels sont les thermomètres, nous les décrirons en détails dans la section 3.2.2.

La fabrication du circuit de détection nécessite plusieurs dizaines d'étapes successives pour micro-usiner la plaque de silicium, implanter les thermomètres et les lignes électriques nécessaires à la lecture du signal. La thèse de Christophe Buzzi (Buzzi 1999) présente la fabrication des premiers modèles de matrices de bolomètres. La réalisation de ces matrices est complexe et délicate, elle relève presque de la joaillerie, et pour paraphraser George Rieke à propos des matrices de bolomètres du CEA :



*« The delicate construction of the detector depends on the ability to etch exquisitely complex miniature structures in silicon. The development of “silicon micromachining” has enabled substantial advances in bolometer construction generally and is central to making large-scale arrays »*

Extrait de Rieke 2006.

### Capacité calorifique

Pour une quantité d'énergie absorbée donnée, la réponse en température d'un bolomètre est inversement proportionnelle à sa capacité calorifique (cf section 2.1.2). Le *CD* a donc été conçu pour minimiser la masse du substrat suspendu ainsi que sa chaleur spécifique. La première étape consiste à rendre la grille absorbante aussi fine que possible tout en gardant une épaisseur compatible avec les contraintes mécaniques de la structure (5  $\mu\text{m}$  en l'occurrence). Des trous carrés sont ensuite usinés dans la grille pour réduire encore la masse (cf photographie de droite sur la figure 3.5). Ces trous sont espacés de 35  $\mu\text{m}$  et les structures « inter-trous » sont des poutres à section carrée de 5  $\mu\text{m}$  de côté. Nous obtenons ainsi une masse suspendue de silicium de  $2.02 \times 10^{-6}$  g. Notez qu'avec une si faible masse, les grilles sont très peu sensibles aux vibrations mécaniques qu'elles subiront lors du décollage de la fusée. D'autre part, la chaleur spécifique du silicium varie comme  $T^3$  aux très basses températures; une température de fonctionnement de 300 mK pour les bolomètres PACS permet donc de réduire considérablement la chaleur spécifique. Pour calculer précisément la capacité calorifique de la partie suspendue, il faut prendre en compte le substrat en silicium mais également le thermomètre et le métal absorbeur déposé à la surface de la grille. Revéret (2004) donne la formule suivante pour la capacité calorifique totale :

$$C(T) = V_{Si} \times 5.7 \times 10^{-7} T^3 + S_{abs} \times 5.1 \times 10^{-11} \exp\left(\frac{-3.17}{T}\right) + S_{th} \times 6.6 \times 10^{-13} T \quad (3.1)$$

où  $V_{Si}$ ,  $S_{abs}$  et  $S_{th}$  sont respectivement le volume de la grille de silicium en  $\text{cm}^3$ , et les surfaces de l'absorbeur métallique et du thermomètre.

Pour les pixels du photomètre PACS, nous trouvons une capacité calorifique totale d'environ  $2.1 \times 10^{-14}$  J/K.

### Conductance thermique

Les grilles absorbantes sont reliées aux murs interpixels par 4 poutres en silicium de 600  $\mu\text{m}$  de long et de section  $2 \times 5$   $\mu\text{m}$ . Elles sont visibles sur les photographies des figures 3.5 et 3.7. Elles jouent le rôle de suspension mécanique et de lien thermique entre la grille et la source froide. Deux d'entre elles sont recouvertes de métal pour connecter électriquement le thermomètre au circuit de lecture.

La conductance thermique de ces poutres est une quantité critique pour les performances du détecteur, elle contribue à la réponse en température du bolomètre ainsi qu'à sa constante de temps (cf section 2.1.2). Durant son stage de DEA au CEA/LETI, Olivier Savry a

mesuré la conductance thermique à 300 mK des poutres (Olivier 1998), il trouve :

$$G_{th} \approx 0.6 \times 10^{-11} \text{ W/K} \quad (3.2)$$

### 3.2.2 Les thermomètres

Les thermomètres utilisés pour les matrices de bolomètres du CEA sont de type résistif. Nous exploitons la forte dépendance en température de la résistance du matériau autour de sa transition métal-isolant (Mott 1990) pour mesurer les fluctuations de température de la grille absorbante. Comme le reste des matrices, les thermomètres sont basés sur une technologie silicium<sup>6</sup>. Toutefois, à 300 mK, les porteurs de charges sont gelés dans la plupart des semi-conducteurs, il est alors nécessaire de doper le silicium avec des impuretés de type n (donneur d'électrons) et de type p (accepteur d'électrons) pour permettre le transport de charges et offrir une fonction thermométrique aux bolomètres. Dans les matériaux faiblement dopés, comme c'est le cas pour les bolomètres du CEA, le mode de conduction principal est la conduction par sauts entre impuretés (« *hopping conduction* » en anglais). Le silicium étant un élément tétravalent, le phosphore qui se trouve dans le groupe V de la table périodique joue le rôle de donneur d'électrons, et le bore qui se trouve dans le groupe III se comporte comme un accepteur d'électrons. D'autre part, les atomes de phosphore ont des niveaux d'énergie proche des nombreux niveaux de la bande de conduction dans le silicium, et la conduction électrique dans un thermomètre silicium dopé phosphore s'effectue par sauts des électrons entre atomes de phosphore neutres et atomes de phosphore ionisés. La présence d'atomes de Bore<sup>7</sup> est donc nécessaire pour accepter les électrons provenant du phosphore et ainsi permettre la conduction électrique dans le matériau. Le saut des électrons entre deux atomes de phosphore est activé par la température. Un grand nombre de modèles théoriques ont été développés pour expliquer les mesures de résistivité à basses températures, les principaux étant le modèle du « *Nearest Neighbor Hopping* » (Miller and Abrahams 1960), celui du « *Variable Range Hopping* » (Mott 1956), et celui du « *Coulomb gap* » (Shklovskii and Efros 1984). La résistivité du matériau doit donc évoluer avec la température comme suit :

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^n \quad (3.3)$$

avec  $n = 1$  pour le modèle de Miller-Abrahams,  $n = 1/4$  pour Mott et  $n = 1/2$  pour Shklovskii-Efros. Les paramètres  $\rho_0$  et  $T_0$  dépendent de la géométrie et du dopage du thermomètre. D'après la thèse de Buzzzi (1999) qui présente une analyse détaillée de ces trois modèles, les différents régimes de conduction devraient se succéder à mesure que la température diminue.

Notez toutefois que ces modèles de conduction ne sont valables que dans la limite des faibles champs électriques. En effet, la probabilité qu'un électron saute d'un atome de phosphore à un autre peut être modifiée en appliquant un champ électrique à travers le matériau. Les

<sup>6</sup>D'autres matériaux thermométriques ont tout de même été envisagés et rapidement rejetés : le NTD Ge (il ne permet pas une réalisation collective des matrices), les TES (inadaptés à une lecture par transistors MOS) et les couches minces du type NbSi ou AuGe (éléments non-standards dans les filières technologiques classiques).

<sup>7</sup>Une concentration en bore deux fois moins élevée qu'en phosphore donne les résultats les plus satisfaisants en terme de conduction électrique.

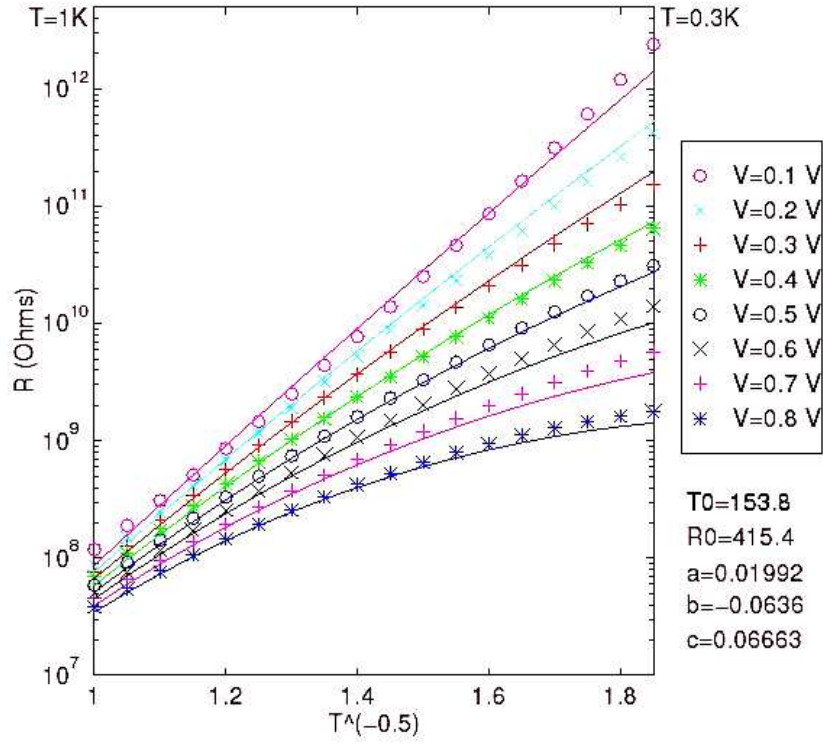


FIG. 3.6 Évolution de la résistance d'un thermomètre Si:P:B en fonction de sa température et de la tension de polarisation appliquée à ses bornes. Les mesures, représentées par les symboles, sont bien ajustées par le modèle de Buzzi. Les coefficients à droite de la courbe sont ceux qui ajuste le mieux les données selon la loi d'Efros modifiée (équation 3.4). Cette figure est extraite de la thèse de Buzzi (1999).

bolomètres du CEA étant lus par des transistors MOS relativement bruyants, il est nécessaire de générer des forts signaux électriques en sortie des bolomètres. Les thermomètres sont donc fortement polarisés pour surpasser le bruit de l'électronique de lecture : les effets de champ ne sont alors plus négligeables. En s'appuyant sur le modèle de Hill (1971), C. Buzzi et P. Agnès ont réalisé des simulations numériques de la conduction en utilisant des techniques de percolation (Buzzi 1999), puis ils ont ajusté les mesures expérimentales effectuées sur un thermomètre Si:P:B avec leur modèle. Une loi d'Efros modifiée (cf équation 3.4) semble être la plus représentative du comportement des bolomètres. La figure 3.6 montre l'ajustement des mesures pour différentes tensions de polarisation et différentes températures de fonctionnement. Pour un champ direct, c'est-à-dire parallèle à la direction de conduction, ils trouvent que la formule analytique suivante décrit correctement l'évolution de la résistance  $R$  du thermomètre en fonction de sa température  $T$  et du champ électrique  $E$  qui règne en son sein :

$$R(T, E) = R_0 \exp\left(\sqrt{\frac{T_0}{T}}\right) \exp\left(-\frac{eEL(T)}{k_B T}\right) \quad (3.4)$$

où  $e$  est la charge élémentaire,  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $L(T)$  est la longueur moyenne de saut entre deux atomes de phosphore. Buzzi utilise un polynôme du second ordre pour représenter la longueur de saut :  $L(T) = aT^2 + bT + c$ .

Le CEA/LETI a fabriqué de nombreux types de thermomètres de forme et de dopage différents dans le but d'en extraire leurs paramètres physiques et de les ajuster aux besoins des détecteurs PACS. Les thermomètres carrés ou en serpentín montrent un fort effet de champ de sorte que leur impédance s'écroule pour des tensions de polarisation supérieures à  $\sim 100$  mV. La géométrie qui minimise les effets de champ est la géométrie longiligne. Les thermomètres sélectionnés pour les matrices de bolomètres sont donc des bandes de  $40 \mu\text{m}$  de large pour  $600 \mu\text{m}$  de long.

D'autre part, la dose d'impuretés implantées est choisie telle que le coefficient  $\alpha = \frac{\partial R}{\partial T}$  soit le plus grand possible dans le domaine de fonctionnement des bolomètres PACS. L'uniformité du dopage est également un paramètre critique. La conductance électrique est en effet une fonction exponentielle de la densité d'impuretés, et si l'implantation n'est pas homogène, alors des courants non-uniformes peuvent se former et engendrer des points chauds par auto-échauffement ou bien générer un excès de bruit à basses fréquences. Deux méthodes de fabrication ont été testées :

- l'implantation du phosphore et du bore dans le corps du substrat en silicium suivi d'un recuit à température modérée pour limiter la diffusion des impuretés,
- la configuration mesa dans laquelle le thermomètre est surélevé par rapport à la grille et isolé par une fine couche de  $\text{SiO}_2$  imperméable à la diffusion des ions, ce qui permet un recuit à environ  $1000^\circ\text{C}$  pendant plusieurs heures.

Seule la deuxième méthode autorise une bonne homogénéité des dopants dans le volume du thermomètre (Simoens et al. 2004). Notez toutefois que cette façon de procéder nécessite pas moins de 40 étapes supplémentaires dans la fabrication des matrices par rapport à une implan-

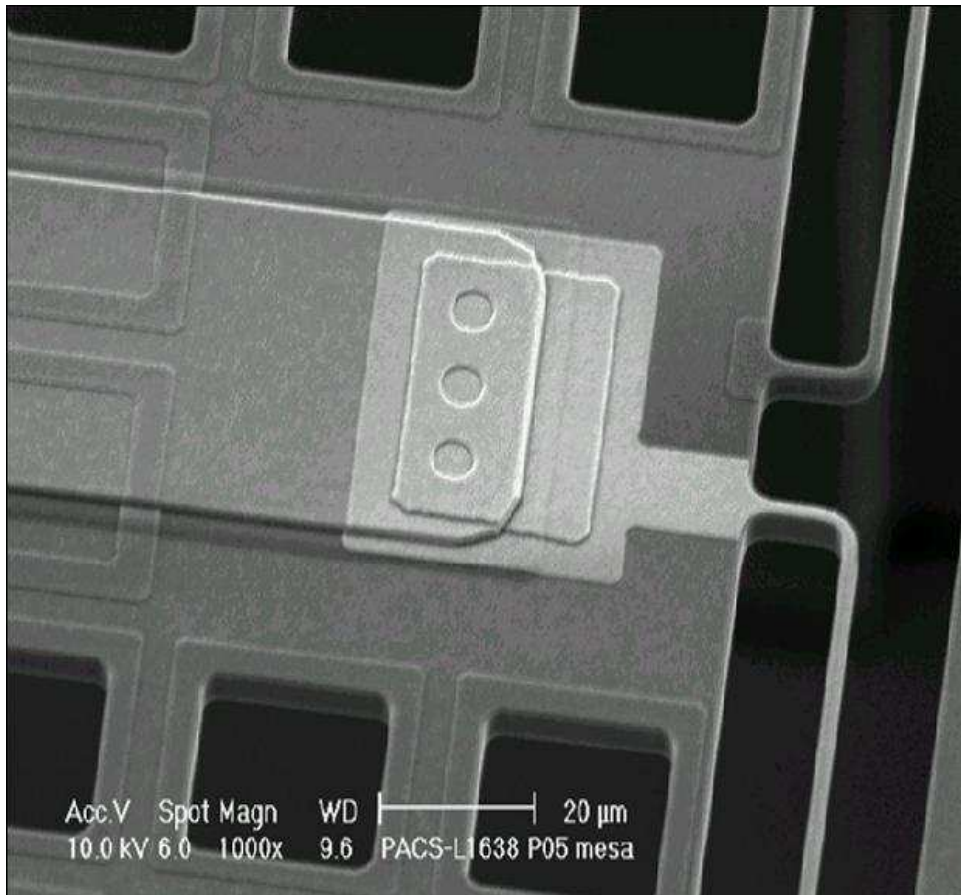


FIG. 3.7 Vue rapprochée de l'extrémité d'un thermomètre Si:P:B en configuration mesa. Le thermomètre est bien en relief par rapport à la grille, il est isolé du substrat par une couche de  $\text{SiO}_2$  qui empêche les ions de diffuser dans la grille. La région claire à l'extrémité du thermomètre et sur la poutre du bas correspond au dépôt métallique qui connecte électriquement la résistance au circuit de lecture. Notez la finesse des poutres de suspension ( $2 \times 5 \mu\text{m}$ ) qui maintiennent la structure. Nous apercevons également des motifs carrés qui entourent les trous percés dans la grille, ce sont des dépôts de TiN qui servent à absorber le rayonnement électromagnétique.

tation dans le corps du substrat. La figure 3.7 montre une vue rapprochée d'un thermomètre en configuration mesa. Nous voyons également un dépôt métallique sur le thermomètre et la poutre qui joue le rôle de connecteur électrique entre la résistance et le circuit de lecture.

Les deux thermomètres qui composent le pont bolométrique d'un même pixel sont identiques en forme et en dopage (cf figure 3.5). La fabrication collective des bolomètres garantit en fait que tous les thermomètres d'une même matrice possèdent des caractéristiques physiques identiques, ce qui n'est pas le cas des bolomètres à base de germanium qui sont fabriqués puis assemblés sur les grilles absorbantes de façon individuelle.

Dans le cas plus spécifique des détecteurs du Photomètre PACS (cf section 1.3.3), les matrices de bolomètres qui équipent le plan focal sont de deux types. Elles se différencient par le dopage de leurs thermomètres : les bolomètres du BFP bleu sont par construction plus impédants que ceux du BFP rouge. Mis à part cette différence, les matrices bleues et rouges sont géométriquement identiques, c'est-à-dire qu'elles possèdent des absorbeurs, des cavités résonantes et des thermomètres de même taille.

Des mesures récentes (cf section 5.5.5 pour plus de détails) réalisées sur le modèle de rechange bleu<sup>8</sup> du BFP PACS ont permis de calculer l'évolution de l'impédance des bolomètres en fonction de leur température et de la tension appliquée à leurs bornes. Les résultats sont présentés dans la figure 3.8. Nous mesurons une impédance de l'ordre de quelques  $T\Omega$  dans le régime de fonctionnement des bolomètres PACS (cf chapitres 4 et 5 pour la détermination de ce régime). D'autre part, nous retrouvons la forte dépendance en température nécessaire aux thermomètres pour atteindre l'objectif de quelques  $10^{10}$  V/W de réponse.

### 3.2.3 La cavité résonante

Le principe d'absorption du rayonnement électromagnétique par une cavité résonante a été mis au point par les militaires durant la deuxième guerre mondiale dans le but d'améliorer la furtivité de leurs équipements. La surface des avions étaient par exemple recouverte d'une multitude de petites structures capable d'absorber le rayonnement émis par les radars. Lorsque cette technologie est passée dans le domaine public, le CEA/LETI l'a reprise et adaptée à la détection sub-millimétrique pour la bolométrie refroidie. Le concept a d'ailleurs fait l'objet d'un brevet. Ce principe a depuis été adopté par la quasi-totalité des détecteurs bolométriques actuels, qu'ils soient couplés au télescope par des cornets ou pas.

Le silicium mono-cristallin est transparent dans l'infrarouge lointain. Il est donc nécessaire de déposer une fine couche d'un matériau opaque sur le substrat en silicium pour permettre l'absorption du rayonnement électromagnétique. Le bolomètre décrit par Low (1961) était recouvert d'une couche de peinture noire qui assurait une absorption proche de 100 %, mais qui apportait également un excès de capacité calorifique rédhibitoire pour les performances du détecteur. Les bolomètres modernes sont plutôt recouverts de films métalliques ; le bismuth par

---

<sup>8</sup>Notez que le dopage des thermomètres du modèle de rechange bleu est le même que celui des thermomètres du modèle de vol rouge.

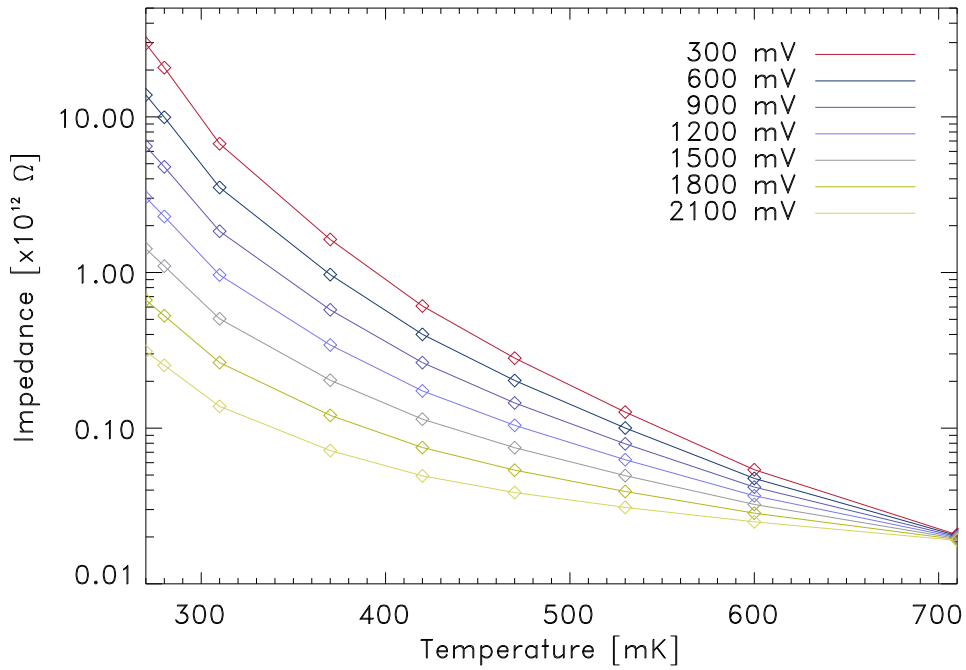


FIG. 3.8 Évolution de l'impédance moyenne des thermomètres du modèle de rechange PACS sur la voie bleue en fonction de la température et de la tension appliquée à leurs bornes. Ces thermomètres sont du même type que ceux du modèle de vol rouge. L'impédance est de l'ordre de quelques  $T\Omega$  dans le régime de fonctionnement nominal des bolomètres PACS. L'effet de champs réduit considérablement l'impédance des thermomètres lorsque la tension augmente. Remarquez que ces courbes ne représentent pas le comportement d'un seul pixel mais celui d'un pixel moyen calculé sur deux matrices (512 bolomètres en parallèles).

exemple possède une très faible capacité calorifique de par sa nature de semi-métal, ou bien le HgTe qui est couramment utilisé en détection X (Stahle et al. 1997). Le LETI utilise du nitrure de titane (TiN) pour les matrices de bolomètres car c'est un composé standard en filière silicium. Ce matériau devient supraconducteur en-dessous de  $\sim 4$  K, et il offre une très faible capacité calorifique ainsi qu'un bon coefficient d'absorption des ondes sub-millimétriques (Buzzi 1999). Notez que c'est la première fois qu'un matériau supraconducteur est utilisé comme absorbeur pour la bolométrie.

La conversion d'une énergie radiative en chaleur est décrite en physique classique par deux phénomènes : la composante électrique du champ de radiation génère le mouvement des électrons libres contenus dans le métal par la force de Lorentz, et l'énergie cinétique de ces électrons est transformée en chaleur par dissipation Joule. Une couche métallique placée dans un champ de radiation peut ainsi absorber un maximum théorique de 50 % de l'énergie contenue dans l'onde électromagnétique, c'est-à-dire toute l'énergie {électrique. Le principe de la cavité résonante est relativement simple, il consiste à créer une onde stationnaire à l'aide d'une plaque réfléchissante (le champ électrique à la surface d'un conducteur parfait a une composante perpendiculaire nulle) et de placer l'absorbeur à une distance de  $\lambda/4$  au-dessus du réflecteur, c'est-à-dire à l'endroit où toute l'énergie de l'onde électromagnétique est concentrée dans sa composante électrique (ventre du champ électrique et nœud du champ magnétique). En pratique, cela revient à fabriquer une cavité quart-d'onde entre le circuit de lecture et le circuit de détection, la taille de la cavité étant déterminée par le diamètre des billes d'indium. Le réflecteur utilisé pour les matrices de bolomètres est une fine couche d'or déposée sous chacun des pixels (cf figure 3.3). Ce type de résonance est appelée résonance verticale. Lorsque la résistance de surface du métal est adaptée à l'impédance du vide ( $377 \Omega/\square^9$ ), elle permet une absorption théorique de 100 % de l'énergie totale de l'onde électromagnétique. Le profil d'absorption d'un tel système optique est relativement large ; il est cependant possible de le modifier légèrement en changeant le motif de l'absorbeur métallique. Nous parlons alors de résonance horizontale. Plusieurs géométries de l'absorbeur ont été testées (en grille, en croix ou en boucle, ce qui correspond à des filtres passe-bas, passe-bande ou passe-haut). Le motif retenu pour les matrices de bolomètres est celui de la géométrie en boucle (cf figure 3.7).

L'absorption des matrices de bolomètres de type PACS, c'est-à-dire avec des billes d'indium de  $20 \mu\text{m}$  de diamètre, a été mesurée par l'équipe du SAp<sup>10</sup> à l'aide d'un spectromètre à transformée de fourier. La méthode consiste à mesurer le spectre d'un corps noir réfléchi sur un miroir,  $S_{\text{reference}}$ , puis le spectre du même corps noir réfléchi sur la matrice à tester ( $S_{\text{echantillon}}$ ). La mesure effectuée sur le miroir que l'on suppose parfaitement réfléchissant sert de référence, elle contient la contribution spectrale du système de mesure (la source de rayonnement, les filtres optiques, le détecteur utilisé pour mesurer le flux réfléchi, etc...). En faisant l'hypothèse simple que le rayonnement qui n'est pas réfléchi par la matrice est effectivement absorbé, nous calculons

<sup>9</sup>L'unité  $\Omega/\square$ , « Ohm par carré », est utilisée pour exprimer l'impédance des matériaux en couche mince ; leur épaisseur doit être constante et le courant doit circuler parallèlement à la surface.

<sup>10</sup>Je n'ai pas effectué ces mesures moi-même, elles ont eu lieu avant mon arrivée au Service d'Astrophysique.



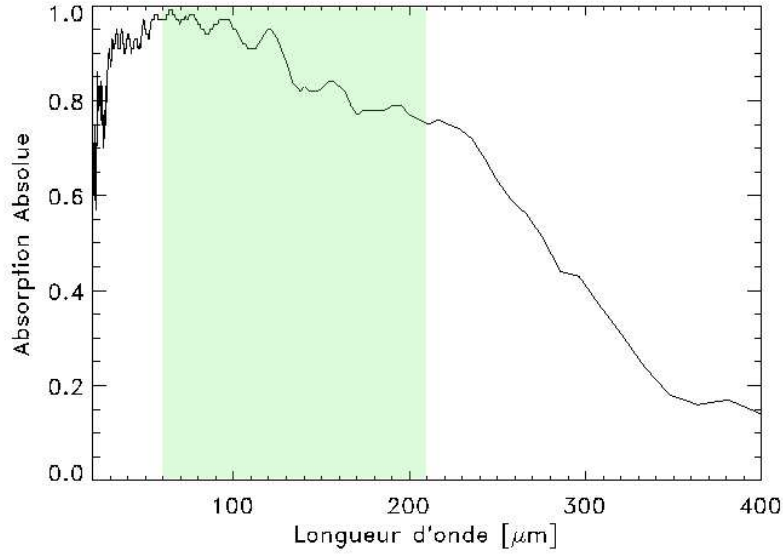


FIG. 3.9 Mesures d'absorption réalisées avec le FTS pour une matrice de type PACS, c'est-à-dire avec une cavité de 20  $\mu\text{m}$  de profondeur. La bande PACS (60-210  $\mu\text{m}$ ) est sur-lignée en vert sur la figure. Ces mesures ont été réalisées par Vincent Revéret.

le spectre d'absorption  $A$  de la matrice avec la formule suivante :

$$A = 1 - \frac{S_{\text{echantillon}}}{S_{\text{reference}}} \quad (3.5)$$

Le résultat de ces mesures est présenté dans la figure 3.9. Dans la bande de PACS (60-210  $\mu\text{m}$ ), l'absorption est supérieure à 75 %.

L'absorption du rayonnement par cavité résonante est donc un processus très efficace. Elle autorise de plus l'abandon des cornets trop encombrants au niveau du plan focal (cf section 3.1.2). Toutefois, l'absorption n'est pas directive avec ce type de système optique<sup>11</sup>, les détecteurs sont donc très sensibles aux lumières parasites. Il est par conséquent crucial de minimiser les sources possibles de lumière parasite lors de la conception de l'instrument. Dans le cas de PACS, les deux plans focaux sont cloisonnés dans deux cônes dont les ouvertures définissent le champ de vue des bolomètres (cf section 1.3.3). L'intérieur des cônes est soigneusement noirci pour éviter les réflexions internes.

En principe, il est possible de décaler le domaine spectral d'absorption des matrices de bolomètres en adaptant la taille de la cavité. À plus basses longueurs d'ondes que la bande PACS, l'intérêt pour l'astronomie est discutable puisque les photoconducteurs traditionnels présentent de meilleures performances en termes de sensibilité. Cependant, le LETI s'est lancé dans le développement de caméras bolométriques non-cryogéniques fonctionnant à plus courtes longueurs d'ondes pour l'industrie de la surveillance. Aux plus grandes longueurs d'ondes, il est

<sup>11</sup>Des mesures quantitatives du diagramme de rayonnement des matrices de bolomètres sont actuellement en cours au SAP.

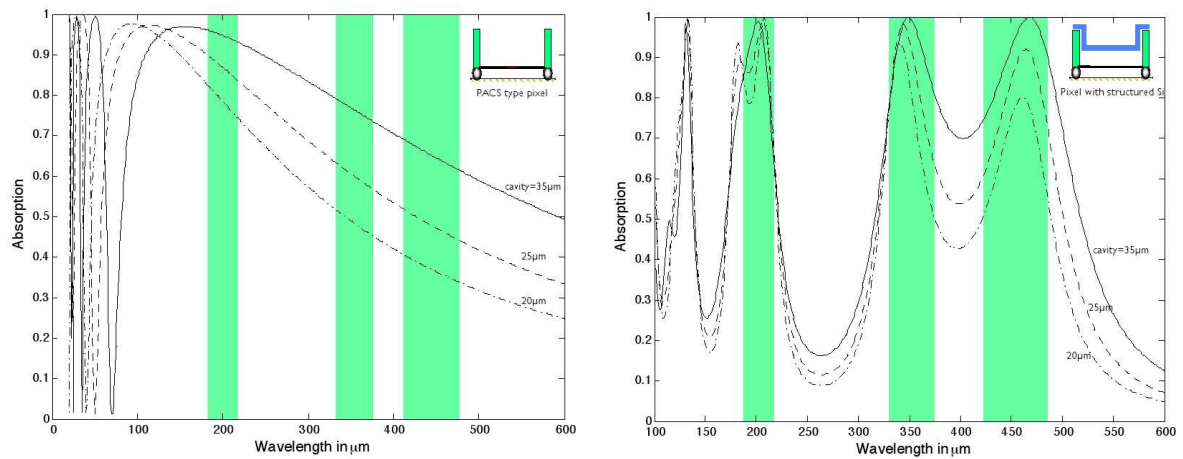


FIG. 3.10 Simulations présentant l'absorption absolue des matrices de bolomètres du CEA pour trois épaisseurs de la cavité résonante. À gauche la matrice est de type PACS. À droite elle est recouverte d'une couche de diélectrique structurée qui permet d'obtenir une excellente absorption dans les trois bandes atmosphériques à 200, 350 et 450  $\mu\text{m}$ . Cette figure est extraite de Revéret et al. (2006).

important de mentionner le travail de thèse de Vincent Revéret sur l'adaptation des matrices de bolomètres pour la fenêtre atmosphérique à 1300  $\mu\text{m}$  (Revéret 2004). À une telle longueur d'onde, il n'est pas envisageable d'augmenter la taille des billes d'indium jusqu'à 325  $\mu\text{m}$  alors que les murs interpixels ne font que 50  $\mu\text{m}$  de large ; la cavité serait alors pleine d'indium et l'efficacité d'absorption chuterait radicalement. D'autre part, il faut altérer le moins possible le design des matrices PACS pour minimiser le coût de développement. Une autre solution technique a été mise au point pour « piéger » la composante électrique de l'onde incidente dans la cavité résonante : il s'agit de créer une couche anti-reflet sur chacun des pixels à l'aide d'une couche de diélectrique. Cette couche est plane ou structurée selon la taille de l'airgap nécessaire (l'airgap est le volume délimité par les murs interpixels, la couche de diélectrique et la grille suspendue). En se basant sur le formalisme des couches minces, V. Revéret a montré qu'un empilement de type [couche diélectrique - airgap - substrat silicium - absorbeur - cavité - réflecteur] permettait d'obtenir une absorption efficace jusqu'à 1300  $\mu\text{m}$ . La figure 3.10 présente des courbes d'absorption calculées pour différentes tailles de bille avec et sans couche diélectrique. Nous voyons qu'il est possible d'obtenir des matrices de bolomètres adaptées aux trois fenêtres atmosphériques à 200, 350 et 450  $\mu\text{m}$  avec une seule couche structurée de diélectrique (Revéret et al. 2006). Cette technologie a été testée sur le télescope APEX pour une caméra prototype développée par le CEA : P-ARTEMIS. Quelques planètes du système solaire ainsi qu'une région de formation d'étoiles très brillante ont été observées avec succès à 450  $\mu\text{m}$  par P-ARTEMIS. L'instrument ARTEMIS devrait voir le jour courant 2009, il contiendra 16 matrices de 288 pixels chacune. Une description détaillée de la caméra est donnée dans l'article de Talvard et al. (2006).

### 3.3 L'électronique de lecture

Les bolomètres sont montés en ponts diviseurs de tension comme indiqué sur la figure 3.4. Ils sont alimentés par les tensions  $V_h$  et  $V_l$ . L'équilibre électrique du pont évolue avec la température du thermomètre. Le signal utile se situe donc au milieu des ponts bolométriques. Le rôle de l'électronique de lecture est de transporter la tension des points milieux de chaque pixel jusqu'à l'extérieur du cryostat puis de la convertir en valeur numérique pour la stocker.

Le circuit de lecture des matrices est un sous-système critique des détecteurs, et son réglage est déterminant pour les performances des bolomètres. Il est utile à ce stade du manuscrit de donner une explication détaillée de son fonctionnement pour saisir les subtilités que nous avons mises à jour durant la calibration des détecteurs (chapitres 4 et 5). Le circuit de lecture étant relativement complexe, je vais prendre un soin particulier à rendre sa description la plus claire et intelligible possible. Par conséquent, je n'insisterai pas sur l'aspect technologique de l'électronique mais plutôt sur la description fonctionnelle des divers éléments du circuit. De plus, je me référerai régulièrement au schéma de la figure 3.11 pour étayer mes explications. Cette figure donne en effet une vue synthétique de toute l'électronique de lecture.

#### 3.3.1 L'électronique froide

Pour aller à l'essentiel, nous pourrions résumer la fonction de l'électronique froide en deux points : adaptation d'impédance et multiplexage.

Les thermomètres possèdent en effet des impédances gigantesques, de l'ordre de  $10^{12} - 10^{13} \Omega$ , et une si grande impédance n'est pas compatible avec des câbles électriques long de plusieurs mètres. La difficulté majeure pour transporter une tension électrique le long d'un circuit très haute impédance consiste à pouvoir réduire suffisamment la capacité électrique résiduelle des composants ainsi que celle des lignes électriques (la capacité des lignes est proportionnelle à leur longueur). En effet, une résistance et un condensateur s'associent en série pour former un filtre passe-bas qui peut éventuellement filtrer le signal utile et ainsi mener à une perte d'information. L'adaptation d'impédance se fait en deux étapes. La première a lieu au niveau du *CL* à 300 mK, à seulement quelques millimètres des bolomètres. Le but est d'abaisser l'impédance de  $\sim 10^{12} \Omega$  à  $\sim 10^6 \Omega$  pour obtenir une fréquence de coupure de 1.5 kHz compatible avec la fréquence d'échantillonnage de l'électronique de lecture. La seconde a lieu à 2 K au niveau du *Buffer Unit* (*BU* sur la figure 3.11) pour abaisser l'impédance à  $\sim 10^3 \Omega$  et ainsi permettre au signal de parcourir les 7 m de câble nécessaire pour rejoindre l'électronique chaude (*BOLC*) qui se situe dans le module de service du satellite. Ces deux étages d'adaptation d'impédance ont lieu sur deux circuits différents (*CL* et *BU*) pour des raisons liées aux budgets thermiques disponibles à 300 mK et à 2 K. Le composant électronique utilisé pour abaisser l'impédance est un circuit suiveur de tension composé de deux transistors MOS en série. Un suiveur de tension possède une impédance infinie en entrée et un gain unité. Il isole, en terme d'impédance, le circuit en amont du circuit en aval. Le circuit suiveur du *CL* est contrôlé par les tensions  $V_{GL}$ ,  $V_{DL}$  et  $V_{SS}$ , celui du *BU* par  $V_{GL-BU}$ ,  $V_{DL-BU}$  et  $V_{SS-BU}$ . La figure 3.11 montre l'emplacement des MOS suiveurs ainsi

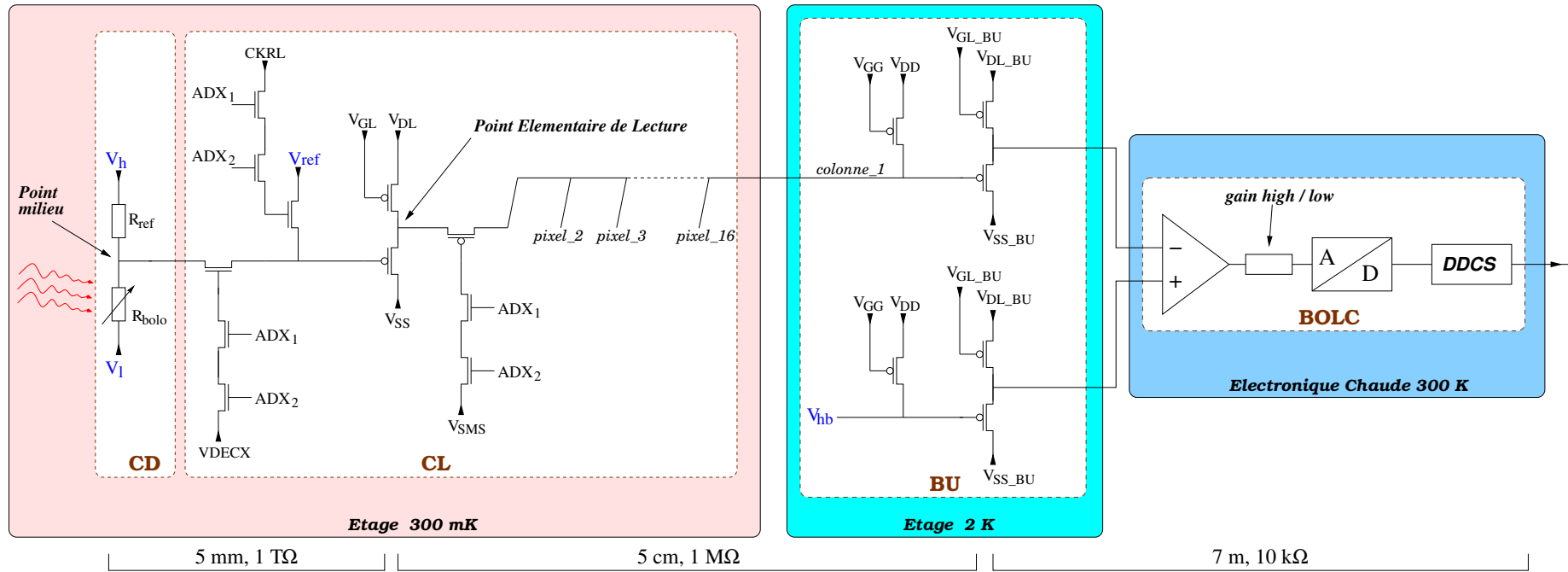


FIG. 3.11 Schéma électronique du circuit de lecture des matrices de bolomètres. L'électronique se compose de trois étages d'adaptation d'impédance maintenus à des températures allant de 300 mK à 300 K. L'impédance passe de quelques  $10^{12} \Omega$  au niveau du Circuit de Détection (CD) à environ  $10^4 \Omega$  au niveau de l'électronique chaude (BOLC). L'adaptation d'impédance est réalisée par les deux circuits suiveurs commandés par les tensions  $V_{SS}$  et  $V_{SS\_BU}$  sur la figure. Les deux transistors MOS alimentés par la tension  $V_{DECX}$  permettent de couper ou de fermer la ligne qui relie le bolomètre au circuit de lecture en aval. En fait certains transistors sont utilisés comme interrupteur. De la même façon les deux transistors MOS alimentés par  $CKRL$  permettent d'injecter la tension de référence  $V_{ref}$  dans le circuit de lecture. Les deux transistors MOS alimentés par la tension  $V_{SMS}$  assurent le multiplexage des pixels (une seul pixel est montré sur la figure). L'étage à 2 K (BU, Buffer Unit) est composé d'un circuit suiveur qui abaisse une seconde fois l'impédance de la ligne pour pouvoir transmettre le signal électrique jusqu'à l'électronique chaude (BOLC) située à plus de 7 m. La tension de référence  $V_{hb}$  est injectée au niveau du BU. Voir le texte pour une explication plus détaillée des fonctions qui composent ce circuit de lecture.

que leurs tensions associées. Nous retrouvons également sur la figure la température, l'impédance et la longueur des lignes électriques de chacun des étages d'adaptation d'impédance.

En ce qui concerne le multiplexage, nous avons déjà mentionné dans la section 3.1.3 sa nécessité pour lire le signal de milliers de pixels fonctionnant à 300 mK tout en respectant le budget thermique très serré à cette température. L'électronique froide des matrices possède une fonction de multiplexage qui permet de lire tous les bolomètres d'une même colonne avec le même circuit de lecture. Le nombre de fils nécessaire pour extraire le signal d'une matrice passe donc de 256 à 16. Nous allons maintenant nous servir de la figure 3.11 pour expliquer le fonctionnement du multiplexeur. Notez cependant que, par souci de clarté, la figure ne montre pas les 256 pixels du *CL* mais seulement le premier pixel de la première colonne. De la même manière, le *BU* contient jusqu'à 32 entrées, une seule est visible sur la figure. Notez également que les transistors MOS qui composent le circuit de multiplexage sont utilisés comme des interrupteurs, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent prendre que deux états (passant ou bloquant) suivant la tension que nous appliquons à leurs bornes. La lecture de chaque pixel s'effectue au *Point Élémentaire de Lecture*, ou *PEL*, qui se situe sur le *CL* à la sortie du premier étage d'adaptation d'impédance, comme indiqué sur la figure. Le multiplexage se joue au niveau du premier MOS juste après le *PEL*, celui qui est contrôlé par les tensions  $ADX_1$ ,  $ADX_2$  et  $V_{SMS}$ . À tour de rôle, le transistor de chacun des pixels devient passant et connecte le *BU* au *PEL* du pixel. Un même pixel n'est donc « vu » par le *BU* qu'un seizième du temps. Les tensions  $ADX_1$  et  $ADX_2$  sont des tensions qui permettent d'adresser un pixel en particulier pendant que les 15 autres sont électriquement déconnectés du *BU*. La tension  $V_{SMS}$  sert à valider l'adressage.

Les premières mesures effectuées sur les matrices de bolomètres ont été obtenues dans un mode particulier que nous appelons *PEL statique*. Dans ce mode, le circuit suiveur du *CL* est alimenté en permanence par les tensions  $V_{GL}$ ,  $V_{DL}$  et  $V_{SS}$ . Cependant ce suiveur ne sert qu'un seizième du temps pour la lecture du *PEL* lorsque le pixel en question est adressé. Aujourd'hui, les matrices sont utilisées dans un autre mode que nous appelons *PEL commuté*. Dans ce mode, les tensions  $V_{GL}$  et  $V_{DL}$  sont égales de sorte que le courant dans le suiveur ne circule pas. Ce sont en fait les tensions  $V_{GL-BU}$  et  $V_{DL-BU}$  qui servent d'alimentation et activent le suiveur au moment où le pixel est adressé uniquement, c'est-à-dire un seizième du temps. Le grand avantage du mode *PEL commuté* réside dans le fait que la dissipation électrique est considérablement réduite au niveau du *CL*.

### 3.3.2 Les modes de lecture

Bien que l'électronique froide décrite précédemment soit le véritable cœur des matrices de bolomètres, c'est *BOLC* qui orchestre l'activité électrique du *CL* et du *BU*. Il génère toutes les tensions visibles sur la figure 3.11 et coordonne l'adressage des pixels ainsi que la conversion des signaux analogiques en valeurs numériques. Les composants qui assurent ces conversions sont des *ADC* (*Analog-to-Digital Converter*) 16-bits dont la dynamique peut être ajustée en changeant le gain de l'électronique de *BOLC*. En mode nominal de fonctionnement, le gain de *BOLC*

est tel que l'*ADC* échantillonne correctement le bruit du signal électrique, c'est-à-dire que le bruit *r.m.s.* doit occuper plusieurs pas codeurs pour ne pas se retrouver limité par le bruit de numérisation. Dans ce mode que nous appelons *gain fort*, un pas codeur vaut  $5\ \mu\text{V}$ , ce qui donne une dynamique totale de 330 mV. *BOLC* offre une autre alternative, le *gain faible*, pour laquelle le gain est réduit d'un facteur 4, ce qui amène la dynamique totale des *ADC* à 1.3 V. Nous verrons le grand intérêt du gain faible pour l'étalonnage des matrices dans le chapitre suivant. Le lecteur pourra se référer à l'annexe C pour plus de détails sur la dynamique des convertisseurs numériques.

*BOLC* joue de plus le rôle d'interface entre le photomètre et le reste de l'instrument PACS. En particulier, il reçoit et exécute les télécommandes envoyées par l'utilisateur. Il fournit également au *SPU* les conversions numériques du signal ainsi que les HK (les « *House Keeping* » contiennent les informations d'état du photomètre telles que la température des différentes parties de la caméra, les tensions envoyées vers l'électronique froide, etc...).

La fréquence d'échantillonnage des points milieux est fixée par *BOLC* ; sa valeur nominale est de 40 Hz. Cependant, la faible bande passante de l'antenne à haut gain du satellite nécessite de moyennner 4 images successives dans le *SPU* avant de les transmettre vers la Terre (cf section 1.3.3). La fréquence effective des données du Photomètre PACS est donc de 10 Hz. Nous avons naturellement effectués la campagne d'étalonnage du Photomètre PACS en moyennnant 4 images successives pour être le plus représentatif possible des conditions de l'instrument dans l'espace. Néanmoins, nous avons relaxé cette contrainte pour tous les tests effectués à Saclay ce qui nous permet d'obtenir l'information spectrale contenue dans les données jusqu'à 20 Hz, c'est-à-dire la fréquence de Nyquist (cf sections 5.1.2, 5.3.3 et 5.4.1).

L'électronique de lecture des matrices de bolomètres permet d'effectuer des mesures différentielles du signal bolométrique ; le but étant de corriger les dérives éventuelles du circuit de lecture ou des bolomètres eux-même. Les sources de bruits parasites peuvent être de nature très différentes, comme par exemple la dérive en température du plan focal, la dérive des gains et offsets des transistors, la microphonie<sup>12</sup> ou bien les perturbations électromagnétiques<sup>13</sup>. Pour réaliser ces mesures différentielles, nous utilisons deux tensions de référence que *BOLC* injecte au niveau de l'électronique froide ( $V_{hb}$  et  $V_{ref}$  sont visibles en bleu sur la figure 3.11). Il est donc en théorie possible de corriger toutes les dérives qui interviennent en aval du point d'injection des tensions de référence. *BOLC* offre plusieurs modes de lecture du signal bolométrique, dont

<sup>12</sup>La microphonie décrit le phénomène dans lequel les vibrations mécaniques d'un système électrique se transforment en signaux électriques indésirables. Le terme de microphonie provient de l'analogie avec les véritables microphones pour lesquels ce phénomène est intentionnel plutôt qu'involontaire. Notez toutefois que les matrices de bolomètres sont relativement peu sensibles aux bruits microphoniques du fait de la très bonne qualité des contacts électriques et de l'utilisation de câbles flex en kapton.

<sup>13</sup>L'environnement électromagnétique du Photomètre PACS risque de ne pas être très stable. Les panneaux solaires du satellite par exemple présentent une lente oscillation du courant qu'ils génèrent produisant ainsi un flux magnétique variable à proximité du Photomètre. Cette « respiration » des panneaux peut potentiellement induire des courants parasites dans l'électronique de lecture des matrices. Ce type de bruit a été largement atténué en donnant une masse commune à tous les éléments du détecteur (*CL*, *BU* et *BOLC*) et grâce aux mesures différentielles décrites dans le corps du texte.

deux ont été explorés de façon exhaustive : le mode *direct* et une de ces variantes que nous appelons le mode *DDCS* (*Double Differential Correlated Sampling*).

### Le mode direct

Le design originel des matrices contenait deux colonnes de pixels *aveugles*. Ces pixels étaient en tous points identiques aux autres pixels dit *actifs*, sauf qu'ils étaient couverts et ne recevaient aucun flux radiatif. Il était cependant possible de changer la température de la grille absorbante des pixels aveugles par le biais d'une chaufferette, nous pouvions alors les placer dans un régime de fonctionnement similaire à celui des pixels actifs (flux radiatif absorbée  $\iff$  puissance électrique dissipée). Leur rôle consistait à mesurer les dérives du signal dues aux fluctuations de la température du bain thermique ou de l'électronique de lecture et ainsi de corriger une partie du bruit corrélé contenu dans le signal. En pratique, il était très difficile de régler les chaufferettes avec précision ; le signal des pixels aveugles était par conséquent très dispersé ce qui entraînait une sévère perte d'information par saturation des convertisseurs numériques. Les matrices actuelles du Photomètre PACS possèdent toujours ces deux colonnes de pixels aveugles mais ils sont électriquement déconnectés du circuit de lecture. C'est maintenant la tension  $V_{hb}$ , qui est injectée au niveau du *BU*, qui remplace le signal des pixels aveugles.

Le mode de lecture direct consiste à prendre la différence entre le signal bolométrique et la tension de référence  $V_{hb}$ . Cette opération est réalisée en entrée de *BOLC* par un soustracteur analogique (le point milieu rentre sur la patte  $\ominus$  de l'amplificateur). Les deux tensions sont soustraites de façon synchrone. Le résultat est alors amplifié par le gain de *BOLC* avant d'être numérisé par les *ADC* puis envoyé vers le *SPU*. Remarquez que le mode direct pourrait être renommé mode simple différenciation pour être plus explicite.  $V_{hb}$  étant une tension constante choisie par l'opérateur, elle peut être considérée comme un offset qui permet de changer le niveau d'entrée de l'*ADC* de *BOLC*.

Dans le domaine linéaire de fonctionnement de l'électronique de lecture (cf section 4.2), nous pouvons écrire la formule analytique suivante qui relie le signal de sortie de *BOLC*,  $V_{sortie}$ , aux autres tensions du circuit :

$$V_{sortie} = G_{BOLC} \times G_{BU} \times [V_{hb} - (G_{CL} \times V_{entree} + O_{CL})] \quad (3.6)$$

où chacun des termes de l'équation et leurs dépendances vis-à-vis des paramètres du système est décrit dans la liste suivante :

- $G_{BOLC}$  est le gain de *BOLC*, il peut prendre deux valeurs (cf annexe C).
- $G_{BU}$  est le gain des transistors du *BU*. Il dépend de la température du *BU*, du courant qui l'alimente  $I_{VSS\_BU}$ , du numéro de la colonne lue ainsi que de la tension d'entrée du *BU*.
- $G_{CL}$  et  $O_{CL}$  sont les gains et offsets des transistors<sup>14</sup> du *CL*. Ils dépendent de la température du *CL*, du courant qui l'alimente  $I_{VSS}$ , de la position du pixel sur la matrice ainsi que de la tension d'entrée du *CL*.

<sup>14</sup>Les transistors sont caractérisés par leur gains et offsets. L'offset dépend du seuil des transistors.

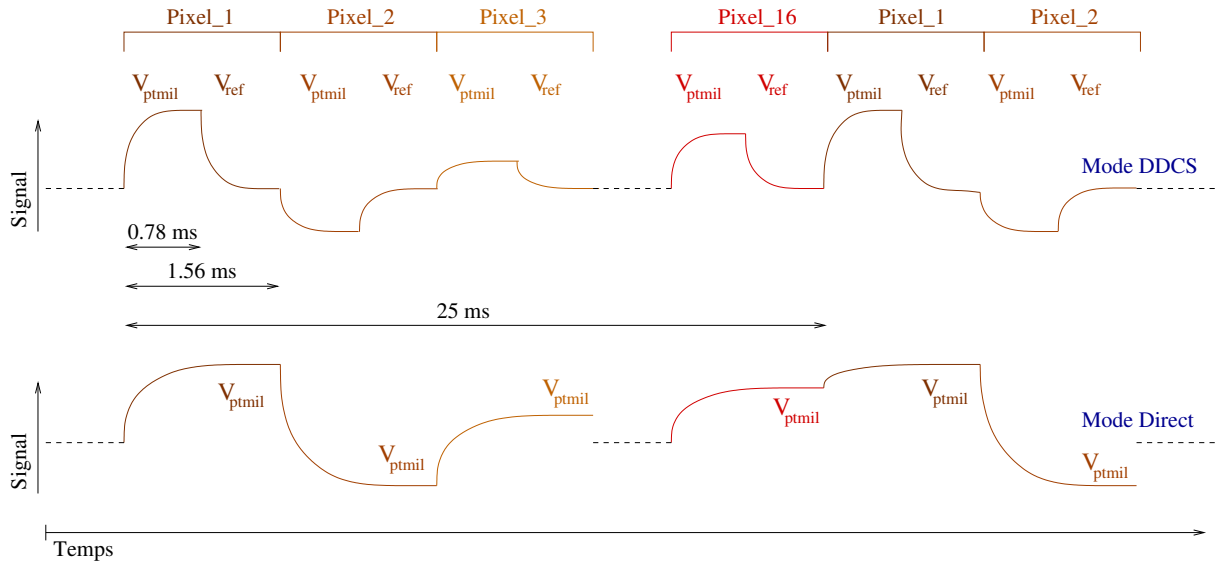


FIG. 3.12 Évolution temporelle du signal d'entrée de *BOLC* en mode DDCS et en mode direct pour une colonne contenant 16 pixels. En mode DDCS, le signal s'établit successivement au potentiel du point milieu puis de  $V_{ref}$ . Le multiplexeur sélectionne le pixel suivant et le signal s'établit à nouveau au potentiel du point milieu du second pixel puis à celui de  $V_{ref}$ . La tension  $V_{ref}$  est choisie par l'opérateur, elle est commune à tous les pixels d'un même *BU*. Par contre les points milieux sont dispersés à cause de l'inhomogénéité du processus d'implantation ionique. Les temps caractéristiques de chaque étape du séquençage sont également montrés sur la figure. En mode direct, les points milieux se succèdent. Dans les deux modes de lecture, le temps d'établissement du signal est fixé par la constante de temps du circuit à moyenne impédance.

- $V_{hb}$  est la tension de référence fournie par *BOLC*.
- $V_{entree}$  est la tension d'entrée du *CL*. En mode direct, elle vaut  $V_{ptmil}$ , la tension du point milieu ; mais elle peut aussi prendre la valeur  $V_{ref}$  qui est l'autre tension de référence fournie par *BOLC*.

Remarquez que le signal bolométrique et la tension  $V_{hb}$  ne circulent pas dans les mêmes transistors au niveau du *BU* (cf figure 3.11) ; il faudrait donc en toute rigueur différencier les gains et offsets des MOS qui transportent le signal bolométrique de ceux qui transportent  $V_{hb}$ . Toutefois, ces MOS sont identiques par construction et sont de surcroît alimentés par les mêmes tensions générées par *BOLC*. Nous considérons alors que les gains et offsets du *BU* sont identiques ; c'est la raison pour laquelle  $O_{BU}$  n'apparaît pas dans l'équation (3.6) et que  $G_{BU}$  a pu être factorisé.

### Le mode DDCS

Grâce à la tension  $V_{ref}$  qui est injectée à l'entrée du *CL*, il est possible de réaliser une soustraction supplémentaire entre  $V_{ptmil}$  et  $V_{ref}$  qui permet de corriger le signal bolométrique des dérives de toute la chaîne électronique. Le mode DDCS offre donc une lecture doublement différentielle du signal d'où son nom *Double Differential Correlated Sampling*. Notez que les



tensions  $V_{ptmil}$  et  $V_{ref}$  étant indépendantes, le bruit associé au mode DDCS est en théorie la somme quadratique des bruits associés à chacune de ces tensions (cf section 5.4.1 et annexe B).

La lecture en mode DDCS consiste à intercaler une mesure de  $V_{ref}$  entre deux mesures successives de points milieux. Cette fonction est remplie par les tensions  $VDECX$  et  $CKRL$  qui jouent le rôle d'interrupteurs entre le pont bolométrique et la tension  $V_{ref}$  respectivement et le PEL. En effet, leur mode de fonctionnement est similaire à celui de la tension  $V_{SMS}$ ; c'est-à-dire que les tensions d'adressage  $ADX_1$  et  $ADX_2$  sélectionnent le pixel à lire, puis, selon leur valeur,  $VDECX$  ouvre ou ferme la connection électrique entre le  $CD$  et le PEL, et  $CKRL$  ouvre ou ferme la connection entre  $V_{ref}$  et le PEL (cf figure 3.11). En pratique,  $BOLC$  commande les tensions  $VDECX$  et  $CKRL$  en suivant une séquence temporelle prédéfinie par l'opérateur de sorte qu'il peut échantillonner alternativement  $V_{ptmil}$  et  $V_{ref}$  sur chacun des pixels. Nous appelons cette séquence temporelle le *séquenceur*.

La figure 3.12 montre l'évolution temporelle du signal électrique qui entre dans  $BOLC$  dans les deux modes de lecture. En mode DDCS, la séquence commence avec le PEL connecté au pont bolométrique du pixel<sub>1</sub>, c'est-à-dire  $VDECX$  est passant; le signal s'établit au potentiel du point milieu avec une constante de temps de l'ordre de 0.1 ms (la fréquence de coupure du  $BU$  est d'environ 1500 Hz), puis les  $VDECX$  et  $CKRL$  commutent pour déconnecter le point milieu et relier la tension de référence au PEL. Nous voyons donc le signal s'établir à la valeur  $V_{ref}$  avec la même constante de temps. Le multiplexeur adresse ensuite le pixel suivant et répète cette succession de  $V_{ptmil}$  et  $V_{ref}$ . Remarquez sur la figure que la valeur des tensions  $V_{ref}$  est commune à tous les pixels de la colonne<sup>15</sup> alors que les tensions de points milieux sont dispersées autour de  $V_{ref}$  à cause de la dispersion d'impédance intrinsèque des bolomètres. Lorsque les 16 pixels d'une même colonne ont été lus, le multiplexeur retourne sur le pixel<sub>1</sub> de la même colonne et ainsi de suite. Le temps qui sépare deux lectures successives d'un même pixel est l'inverse de la fréquence d'échantillonnage, c'est-à-dire 25 ms.

Le temps qui sépare la lecture de deux pixels successifs vaut un seizième de la période d'échantillonnage, c'est-à-dire 1.56 ms. Enfin, le temps qui sépare les mesures de points milieux et de  $V_{ref}$  vaut la moitié du temps passé à adresser un même pixel, c'est-à-dire 0.78 ms. Ces temps caractéristiques sont reportés sur la figure 3.12. La partie inférieure de la figure présente la même colonne de pixels lue cette fois-ci en mode direct. De la même manière le multiplexeur passe d'un pixel à l'autre et le signal d'entrée de  $BOLC$  est donc la succession des points milieux de chaque pixel sans passer par la tension  $V_{ref}$ . En mode direct, les  $VDECX$  et  $CKRL$  sont statiques.

Alors qu'en mode direct la soustraction est analogique et synchrone, la différence supplémentaire du mode DDCS est numérique et décalée dans le temps de 780  $\mu$ s. En effet,  $BOLC$  effectue une première conversion numérique lorsque le PEL est au potentiel du point milieu (cf figure 3.13), la valeur de  $V_{hb} - V_{ptmil}$  est alors stockée dans un registre.  $BOLC$  effectue une seconde conversion numérique sur  $V_{ref}$  et stocke la valeur  $V_{hb} - V_{ref}$  dans un autre registre. En mode DDCS,  $BOLC$  fournit la différence entre la première et la deuxième conversion de sorte

<sup>15</sup> $V_{ref}$  est, comme toutes les autres tensions envoyées par  $BOLC$ , commune à tous les pixels d'un même  $BU$ .

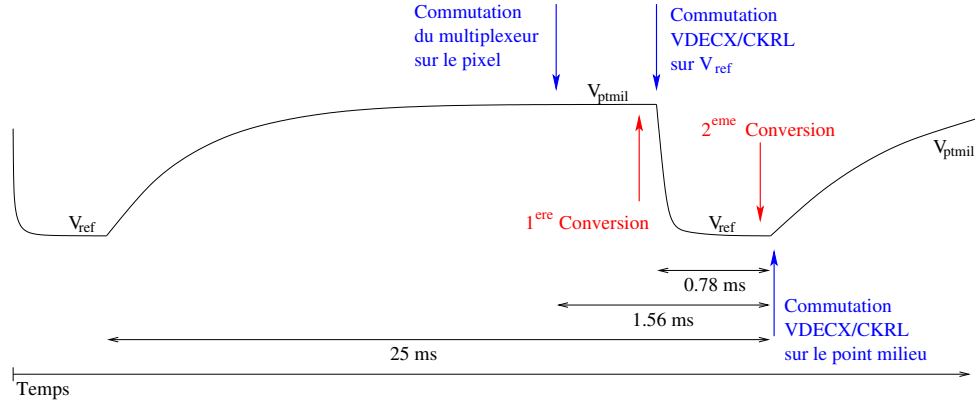


FIG. 3.13 Évolution temporelle du signal au niveau du PEL d'un pixel en mode DDCCS. Le PEL est connecté au pont bolométrique pendant quinze seizième du temps pour laisser le temps au point milieu de s'établir (la constante de temps du bolomètre est relativement longue). *BOLC* effectue une première conversion numérique qui contient  $V_{hb} - V_{ptmil}$ . Après la commutation des *VDECX* et *CKRL*, le potentiel du PEL s'établit à  $V_{ref}$  assez rapidement et *BOLC* effectue une seconde conversion numérique sur  $V_{ref}$ . Le signal de sortie de *BOLC* vaut  $(V_{hb} - V_{ptmil}) - (V_{hb} - V_{ref})$ , soit  $V_{ref} - V_{ptmil}$ .

que le signal de sortie peut s'exprimer comme suit :

$$V_{sortie} = G_{BOLC} \times G_{BU} \times G_{CL} \times (V_{ref} - V_{ptmil}) \quad (3.7)$$

où  $V_{hb}$  et les offsets des MOS *CL* et *BU* sont éliminés du fait de la double différence.

Nous avons maintenant défini les principales fonctions de l'électronique de lecture, nous allons donc arrêter ici sa description. Toutefois, nous reviendrons ponctuellement sur certains aspects de son fonctionnement tout au long du manuscrit pour expliquer et interpréter le comportement des matrices de bolomètres.



## Chapitre 4

# La procédure d'étalonnage

Ce chapitre présente les premières étapes de la procédure d'étalonnage que nous avons mise au point pour caractériser le Photomètre PACS. Nous montrerons dans un premier temps que la méthode généralement utilisée pour étalonner les bolomètres traditionnels n'est pas applicable aux matrices de bolomètres du CEA. Nous présenterons ensuite le déroulement de la procédure de test qui nous permet aujourd'hui d'automatiser le réglage des détecteurs, et qui nous fournit de surcroît une base de donnée complète sur laquelle nous nous appuyons pour comprendre et prédire le comportement des matrices. Ce travail est le fruit d'une collaboration étroite avec Louis Rodriguez, Olivier Boulade et Eric Doumayrou.

### 4.1 Contexte et stratégie

De par leur conception originale, à savoir le multiplexage de 256 ponts bolométriques montés en parallèle et l'utilisation de résistances de charge sensibles aux effets de champ, les matrices de bolomètres du CEA ne peuvent pas être caractérisées de la même manière que les bolomètres résistifs individuels traditionnels. La raison est simple, nous n'avons pas accès à une des observables sur laquelle repose la quasi-totalité des méthodes d'étalonnage. Cette (in-)observable est en fait le courant qui circule dans chacun des bolomètres.

L'étalonnage d'une caméra bolométrique nécessite en effet de pouvoir caractériser la résistance des senseurs thermiques en mesurant des familles de « *load curves* ». Ces courbes représentent le courant qui traverse un bolomètre en fonction de la tension électrique appliquée à ses bornes ; en français nous les appelons des courbes de charge ou bien des courbes I-V. Associées à un modèle électro-thermique du bolomètre, elles permettent d'extraire les paramètres physiques du détecteur tels que par exemple la température de l'absorbeur, la conductance thermique des poutres ou bien la réponse du bolomètre (Griffin and Holland 1988).

Dans cette section, nous commençons par expliquer brièvement la méthode standard utilisée pour étalonner un bolomètre résistif en nous appuyant sur deux articles qui présentent clairement les différentes étapes de la procédure (Sudiwala et al. 2002 ; Woodcraft et al. 2002). Nous insisterons particulièrement sur les limites de cette méthode vis-à-vis des matrices de bolomètres du CEA. Puis nous justifierons la démarche qui nous a poussé à choisir une approche expérimentale différente pour caractériser nos détecteurs. Le déroulement et les résultats de la

procédure de test que nous avons mis au point seront présentés en détails dans la suite du chapitre.

#### 4.1.1 Des outils existants inutilisables

La mesure de courbes de charge a depuis toujours été un élément clef dans la caractérisation des bolomètres, et ce à juste titre. En effet, il est crucial de connaître parfaitement le comportement du senseur thermique sur lequel repose le fonctionnement d'un bolomètre. Ce senseur étant une « simple » résistance, elle est caractérisée en mesurant le courant qui la traverse en fonction de la différence de potentiel qui lui est appliquée. Jones (1953) a développé une théorie générale sur les performances de bolomètres en se basant sur une analyse électro-thermique. Le point de départ de cette théorie est une courbe I-V dont il extrait entre autre l'impédance électrique du bolomètre ainsi que sa réponse. Low (1961) utilise également des courbes I-V pour caractériser un bolomètre en germanium refroidi à 2 K. Dans l'article de Zwerdling et al. (1968), nous retrouvons une analyse très complète du fonctionnement et des performances d'un bolomètre pour l'infrarouge lointain. Le modèle qu'il élabore fait aussi appel à ces incontournables « *load curves* ». Les exemples sont multiples (Duncan et al. 1990 ; Wang et al. 1996 ; Turner et al. 2001). Pour illustrer l'utilisation concrète de courbes I-V, j'ai choisi les articles plus récents de Sudiwala et al. (2002) et de Woodcraft et al. (2002) qui présentent conjointement la caractérisation d'un bolomètre de type spider-web pour la bande à 143 GHz de l'instrument Planck/HFI.

D'après Sudiwala et al. (2002), l'objectif de la procédure standard est de mesurer des courbes I-V pour différentes températures du bain thermique, avec et sans flux radiatif incident ; ceci dans le but de déterminer expérimentalement un jeu de paramètres qui décrit les propriétés physiques et le comportement des matériaux mis en jeu dans l'équilibre thermique et électrique du bolomètre. Commençons par introduire le formalisme et les briques de base sur lesquelles repose le modèle électro-thermique. Le bolomètre est défini de façon suivante : c'est une thermistance d'impédance  $R$  et de température  $T$  qui est faiblement couplée à un puit de chaleur de température  $T_0$  par une fuite thermique de conductance statique  $G_S$ . Un courant  $I$  traverse la thermistance créant ainsi une différence de potentiel à ses bornes  $V = I \times R$ . Le courant est habituellement généré par une résistance de charge  $R_L$  montée en série avec une source de tension. L'énergie totale dissipée dans le bolomètre est  $W = P + Q$  où  $Q$  est la puissance radiative absorbée et  $P = V \times I$  est la puissance électrique dissipée par effet Joules dans la thermistance elle-même. En régime stationnaire, l'énergie évacuée vers le puit de chaleur est  $W = G_S \times (T - T_0)$ .

Sudiwala et al. (2002) exprime la conductance statique comme une loi de puissance :

$$G_S(\phi) = \frac{G_{S0}}{(\beta + 1)} \left( \frac{\phi^{\beta+1} - 1}{\phi - 1} \right) \quad (4.1)$$

où  $G_{S0}$  est la conductance thermique à  $T_0$ ,  $\beta$  l'exposant de la loi de puissance et  $\phi = \frac{T}{T_0}$ . Comme nous l'avons déjà présenté dans la section 3.2.2, le mécanisme de conduction dominant à 300 mK pour un semi-conducteur dopé est la conduction par saut. La résistance du bolomètre évolue

alors avec la température et le champ électrique comme indiqué dans l'équation (3.4). Toutefois, les bolomètres classiques fonctionnent avec des tensions électriques si faibles que l'effet de champ peut en général être négligé. L'existence d'un éventuel découplage électron-phonon est également négligé. L'impédance de la thermistance s'écrit alors :

$$R(T) = R^* \exp \left( \left[ \frac{T_g}{T} \right]^n \right) \quad (4.2)$$

où  $R^*$  et  $T_g$  dépendent du matériau et du dopage, et  $n$  dépend du mécanisme de conduction. Nous pouvons également définir un autre paramètre important souvent utilisé comme figure de mérite des performances d'un bolomètre, c'est le coefficient de température :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = -\frac{nT_g^n}{T^{n+1}} \quad (4.3)$$

La réponse théorique du bolomètre en fonction de la fréquence de modulation du flux incident  $\omega$  s'écrit :

$$S(\omega) = \frac{S(0)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_e^2}} \quad (4.4)$$

$$\text{avec } S(0) = \frac{dV}{dQ} = \frac{\alpha V}{G_e} \left[ \frac{R_L}{R + R_L} \right], \quad \tau_e = C/G_e \quad \text{et} \quad G_e = G_d - \alpha P \left[ \frac{R_L - R}{R_L + R} \right]$$

où  $S(0)$  est la réponse à fréquence nulle,  $\tau_e$  est la constante de temps effective,  $G_d = \frac{dW}{dT}$  est la conductance thermique dynamique, et  $G_e$  est la conductance thermique effective qui rend compte de l'effet de rétroaction électro-thermique, ou *electrothermal feedback* en anglais (Mather 1982). En définissant  $\delta = T_g/T_0$  et  $\gamma = Q/(G_{S0}T_0)$  et en faisant l'hypothèse que  $R_L \gg R$ , i.e.  $R_L$  est utilisé comme source de courant constant, Sudiwala et al. (2002) exprime  $S(0)$  en fonction des paramètres définis précédemment :

$$S(0) = \sqrt{\frac{R^*}{G_{S0}T_0}} \left[ \frac{n\delta^n \sqrt{\exp \left( \left[ \frac{\delta}{\phi} \right]^n \right) \left[ \frac{\phi^{\beta+1}-1}{\beta+1} - \gamma \right]}}{\phi^{\beta+n+1} + n\delta^n \left[ \frac{\phi^{\beta+1}-1}{\beta+1} - \gamma \right]} \right] \quad (4.5)$$

Cette formule n'est en réalité qu'un exemple parmi tant d'autres ; le modèle analytique permet en effet d'exprimer virtuellement toutes les grandeurs pertinentes à l'utilisation d'un bolomètre, notamment sa NEP, sa constante de temps ou encore la puissance radiative incidente. L'intérêt d'un tel modèle est clair : il nous permet en théorie de prédire les performances d'un bolomètre à partir d'une poignée de paramètres physiques. Il ne reste plus qu'à mesurer ces quelques paramètres et à vérifier que le modèle s'applique bien au détecteur dans le domaine de fonctionnement exploré.

La première étape de la procédure standard consiste à déterminer les paramètres  $R^*$ ,  $T_g$  et  $n$  à partir de courbes I-V mesurées pour différentes températures du bain thermique  $T_0$  en s'assurant qu'aucune charge optique n'est absorbée par le détecteur. En effet, pour ces mesures, la dissipation électrique de la thermistance doit être la seule source d'énergie pour le bolomètre. L'idée est de calculer l'impédance du bolomètre dans la limite où le courant qui le traverse tend

vers 0 A. Dans ce cas, la dissipation Joule tend vers 0 W et la température de la grille tend vers la température du bain qui est connue. Nous pouvons alors calculer  $R(T_0)$  pour chacune des températures testées et ainsi caractériser la thermistance du bolomètre.

Ensuite, connaissant  $R^*$ ,  $T_g$  et  $n$ , il est possible d'extraire les paramètres  $G_{S0}$  et  $\beta$  à partir des mêmes courbes I-V en les ajustant avec le modèle. Cela nécessite de paramétrer les grandeurs  $I$  et  $V$  à partir de la variable  $T$  (ou  $\phi$ ). En associant la loi d'Ohm et la formule de dissipation électrique nous pouvons écrire  $V = \sqrt{P \times R(T)}$  et  $I = \sqrt{P/R(T)}$ ; d'autre part le bilan thermodynamique de la grille suspendue nous donne :

$$P(\phi) = \frac{G_{S0}T_0}{\beta + 1}(\phi^{\beta+1} - 1) - Q \quad (4.6)$$

avec  $Q = 0$  pour les courbes I-V à ajuster. La figure 4.1 donne l'exemple d'un tel ajustement pour un bolomètre prototype de Planck/HFI à différentes températures du bain thermique. L'ajustement du modèle est excellent au-dessus de 100 mK ; toutefois, il se dégrade à plus basses températures. La raison invoquée par Woodcraft et al. (2002) est l'apparition d'une impédance thermique additionnelle qui serait due au découplage électron-phonon dans la thermistance ; il ajoute qu'un effet de champ aurait le même impact sur les ajustements du paramètre  $\beta$ .

La procédure d'étalonnage continue par des mesures de courbes I-V à différentes températures pour des bolomètres chargés optiquement ( $Q \neq 0$ ). Le but principal est de mesurer l'efficacité de la chaîne optique, mais ces courbes permettent également de vérifier la cohérence des paramètres  $G_{S0}$  et  $\beta$  dans des configurations du système proches des véritables conditions d'utilisation du détecteur. Woodcraft et al. (2002) mesurent des courbes de charge pour deux flux différents et en déduit la réponse du bolomètre. Celle-ci est en accord avec la prédiction du modèle. Cependant, à cause d'une dégénérescence du modèle, l'ajustement de la réponse ne peut en aucun cas être utilisé pour extraire les paramètres physiques du problème (plusieurs jeux de paramètres peuvent reproduire une même courbe de réponse).

La présentation de ce modèle montre qu'il existe des outils standards relativement performants pour caractériser les bolomètres résistifs. Toujours est-il que cette procédure nécessite la mesure de courbes I-V, et que nous ne pouvons pas produire ce type de courbes pour chacun des pixels d'une matrice de bolomètres. En effet, nous avons seulement accès au potentiel électrique des points milieux de chaque pixel, et nous ne pouvons pas utiliser les résistances de référence comme sources de courant constant car leur impédance dépend de la température du plan focal et de la tension appliquée à leurs bornes. Sans sources de courant connu et constant, il nous est impossible de mesurer des courbes de charge et la procédure que nous venons de présenter devient alors inutilisable. Malgré cela, serait-il possible de mettre à profit le modèle analytique déjà développé ? La réponse est malheureusement non. Nos bolomètres doivent en effet être fortement polarisés pour surmonter le bruit de l'électronique de lecture ; l'effet de champ (cf section 3.2.2) et le découplage électron-phonon deviennent alors des phénomènes non-négligeables qui dépassent le domaine de validité du modèle électro-thermique présenté. Grannan et al. (1997) proposent une extension de ce modèle pour inclure l'effet de champ dans la prédiction des performances, mais il est nécessaire de faire l'hypothèse que le bolomètre est alimenté par un courant constant,

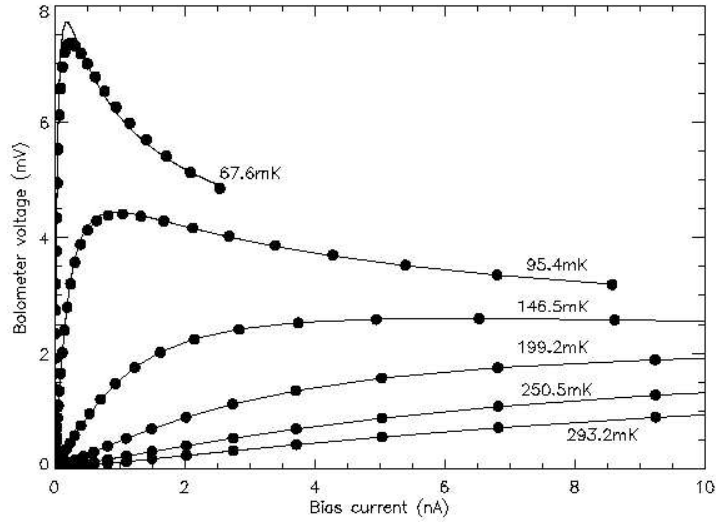


FIG. 4.1 Cette figure est extraite de Woodcraft et al. (2002). Les points représentent une famille de courbes I-V mesurées à différentes températures du bain thermique. Les bolomètres ne sont pas illuminés ce qui permet d'extraire les paramètres  $R^*$ ,  $T_g$  et  $n$  en extrapolant vers une dissipation Joule nulle. Les courbes en trait plein montre l'ajustement des données qui permettent d'obtenir les paramètres  $G_{S0}$  et  $\beta$ . À basses températures, le modèle ne reproduit plus parfaitement le comportement du bolomètre.

ce qui n'est pas le cas des bolomètres du CEA. Galeazzi and McCammon (2003) proposent également un modèle analytique qui prend en compte le découplage électron-phonon ainsi que l'effet de champ, mais, encore une fois, l'utilisation de ce modèle nécessite de pouvoir mesurer les paramètres physiques du bolomètre, ce que nous ne pouvons faire faute de pouvoir mesurer le courant qui circule dans chacun des pixels individuellement.

#### 4.1.2 La reformulation du problème

Les matrices de bolomètres du CEA sont des détecteurs uniques. Il n'est donc pas surprenant que la littérature spécialisée ne puisse nous fournir d'outils adaptés à l'étude de leur fonctionnement. Néanmoins, nous devons trouver une procédure de test compatible avec les observables auxquelles nous avons accès pour optimiser les performances des matrices. Plutôt que de baser notre travail sur une modélisation complète du détecteur<sup>1</sup>, et compte tenu de la complexité du système et de l'imminence de la campagne d'étalonnage du Photomètre PACS, nous avons opté pour une approche plus pragmatique. La procédure de caractérisation que nous avons développée repose en fait sur l'exploration systématique des performances des matrices. Le but est d'obtenir un jeu de données le plus complet possible à partir duquel nous pourrions prédire

<sup>1</sup>Notez que Vincent Revéret a développé un modèle numérique pour simuler le comportement d'un pont bolométrique tel que celui conçu pour les matrices (Revéret 2004). Cependant, le modèle ne prend pas en compte l'électronique de lecture qui est un élément clef du détecteur. Son intérêt a été relativement limité au cours de ma thèse puisque nous avons principalement rencontré des difficultés avec le circuit électronique.



le comportement des détecteurs en orbite et déterminer le point de fonctionnement optimum dans les conditions nominales d'opération. La richesse des informations récoltées pourra également nous servir d'outil diagnostique pour révéler d'éventuels dysfonctionnements ou altérations du système au cours de la mission. D'intérêt plus immédiat, cette procédure nous permet de jauger le potentiel déjà prometteur de ces nouveaux détecteurs.

Pour réaliser une étude complète du comportement des matrices, nous devons explorer un maximum de configurations du système. Par configurations, il faut comprendre combinaisons des différents paramètres qui peuvent potentiellement modifier le signal de sortie de la caméra. Toutefois, il est en pratique impossible d'effectuer une analyse véritablement exhaustive sur tous les paramètres envisageables. En effet, les matrices nécessitent pas moins de 19 tensions de polarisation pour alimenter les bolomètres et leur circuit de lecture (seulement 15 sont visibles sur la figure 3.11); et si nous décidions de mesurer pendant 1 minute toutes les combinaisons possibles de ces 19 paramètres, et en ne testant que 3 valeurs différentes pour chaque tension, il nous faudrait plus de 2000 ans pour compléter la procédure de caractérisation! Nous devons donc faire un choix et distinguer les paramètres primaires que nous explorerons effectivement de manière exhaustive, et les paramètres secondaires qui seront dans un premier temps fixés à une valeur par défaut. Les paramètres primaires sont choisis pour leur pertinence vis-à-vis des mesures de performances, nous en donnons la liste et justifions pourquoi notre choix s'est porté sur eux :

**La tension de polarisation :**  $V_{\text{polar}} = (V_h - V_l)$ .  $V_h$  et  $V_l$  sont les tensions appliquées aux bornes des ponts bolométriques (cf figure 3.11). Elles sont communes à tous les pixels d'un même BU (256 ou 512 pixels pour les BFP rouge et bleu respectivement). La puissance électrique dissipée dans le bolomètre, c'est-à-dire indirectement la température de l'absorbeur, ainsi que l'effet de champ décrit dans la section 3.2.2 dépendent de cette tension de polarisation  $V_{\text{polar}}$ . Le point de fonctionnement des thermomètres, et donc les performances des bolomètres, dépendent fortement de ce paramètre. Nous devons donc l'explorer assez finement; nous testons 24 valeurs de  $V_{\text{polar}}$  entre 0.5 et 3.5 V pour les matrices bleues et entre 0.5 et 3 V pour les matrices rouges (un test préliminaire a en effet indiqué une tension optimale autour de 2 V).

**Le flux radiatif.** Cette quantité représente le flux incident sur les bolomètres. Elle est exprimée en pW/pixel. Il ne faut cependant pas la confondre avec la puissance effectivement absorbée par le bolomètre  $Q$  telle que nous l'avons décrite précédemment. Dans le cas de l'observatoire Herschel, la charge optique est principalement déterminée par l'émission d'avant plan, c'est-à-dire le télescope. En effet, la plupart des sources astrophysiques ne devrait compter que pour un millième du flux total. Dans un rapport interne au consortium PACS, Sauvage (2007) utilise la formule de Fischer et al. sur l'émissivité du télescope Herschel (cf équation (1.3)) pour calculer le flux incident au niveau du plan focal pour chacune des bandes spectrales du Photomètre PACS. Il trouve un flux de 2.75, 1.54 et 2.52 pW/pixel pour les bandes à 85, 110 et 170  $\mu\text{m}$  respectivement. D'autre part, pour les sources très brillantes telles que les planètes ou les astéroïdes qui devraient être utilisées

comme calibrateurs primaires, le flux incident pourrait doubler le fond de télescope. Il est donc nécessaire d'explorer ce paramètre entre 1 et 7 pW/pixel ; ces mesures nous permettront également de quantifier la non-linéarité des bolomètres. Remarquez de plus que les sources d'étalonnage que nous utilisons au sol ne possèdent pas le même spectre d'émission que le télescope ; nous devons alors mesurer séparément les flux de 1 à 7 pW/pixel sur la voie rouge du photomètre (ce qui correspond à des faibles flux sur le BFP bleu), puis de 1 à 7 pW/pixel sur la voie bleue (ce qui correspond à des forts flux sur la voie rouge).

**Les tensions de référence  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$ .** Ces tensions sont utilisées comme référence pour réaliser les mesures différentielles décrites dans la section 3.3. Elles sont également communes à tous les pixels d'un même BU. Leur rôle premier est de supprimer les dérives basse fréquence du circuit de lecture, mais elles sont aussi utilisées comme des offsets pour ajuster le niveau du signal et pour le centrer dans la dynamique des convertisseurs numériques de BOLC. Si ces deux tensions ne sont pas réglées correctement, elles peuvent conduire à une perte d'information par saturation des ADC.  $V_{hb}$  est la tension injectée au niveau du BU.  $V_{ref}$  est la tension injectée en amont de l'électronique froide, très proche physiquement des bolomètres. Du point de vue du circuit de lecture, elle est équivalente à un point milieu dont nous pourrions choisir la valeur. Nous explorons 125 valeurs du couple de tension ( $V_{ref}$ ,  $V_{hb}$ ).

**Le mode de lecture.** BOLC offre deux modes de lecture (cf section 3.3.2). Le mode DDCCS doit en théorie présenter de meilleures performances en terme de stabilité et de susceptibilité électromagnétique, alors que le mode direct doit être plus intéressant en terme de sensibilité (la lecture en mode DDCCS nécessite une soustraction supplémentaire, le bruit en mode DDCCS est donc la somme quadratique des bruits des deux signaux soustraits). Puisque les deux modes sont potentiellement intéressants, et que nous ne connaissons pas encore suffisamment bien l'environnement électromagnétique de PACS, nous devons les caractériser tous les deux.

Remarquez que malgré son rôle central dans le fonctionnement des bolomètres, nous n'avons pas cité la température des détecteurs comme paramètre à explorer. D'une part, le banc de test que nous utilisons ne permet pas de contrôler la température du plan focal ; nous pouvons éventuellement la faire varier en chauffant la pompe du cryo-réfrigérateur (cf section 1.3.3) mais il est très difficile d'obtenir une température stable sur des périodes suffisamment longues pour effectuer des centaines de mesures. D'autre part, le cryo-réfrigérateur fournit une température tellement reproductible à chaque recyclage que ce paramètre est resté inchangé tout au long de la procédure de test. Notez cependant que s'il était possible de contrôler la température du plan focal, le paramètre *température* pourrait simplement se rajouter à la liste ci-dessus et nous aurions alors accès à une information supplémentaire sur le comportement thermique des bolomètres.

Les paramètres secondaires sont les tensions qui alimentent le reste du circuit de lecture, à savoir le multiplexeur, les circuits suiveurs de tension et le séquenceur. A priori, ces tensions ne sont pas pertinentes pour les mesures de performance des bolomètres et nous décidons de

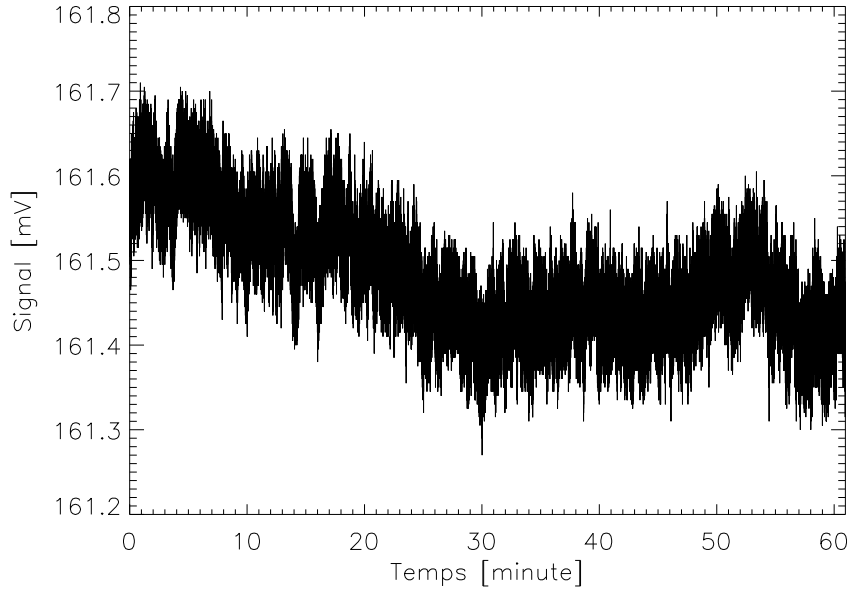


FIG. 4.2 Signal typique d'un bolomètre mesuré en mode direct en sortie de BOLC pour un flux incident de  $2 \text{ pW/pixel}$ . L'échantillon contient  $1.5 \times 10^5$  points. La déviation standard est de l'ordre de  $70 \text{ } \mu\text{V}$ . Durant cette mesure longue d'une heure, la température a dérivé de façon monotone sur seulement  $60 \text{ } \mu\text{K}$ .

les fixer à des valeurs par défaut. Leur réglage est basé sur l'expérience que nous avons acquise durant la phase de développement des matrices. Par exemple, le courant qui alimente les MOS suiveurs du CL,  $I_{VSS}$ , doit être le plus petit possible pour minimiser la dissipation électrique à l'étage  $300 \text{ mK}$ , mais il doit être suffisamment important pour permettre le transport du signal électrique vers le BU. Ce courant vaut par défaut  $300 \text{ nA}$  pour un groupe bleu qui contient 2 matrices en parallèles, et  $150 \text{ nA}$  pour un groupe rouge qui n'en contient qu'une seule.

Jusqu'en 2005, nous réglions les matrices de bolomètres de façon empirique, c'est-à-dire que l'opérateur devait ajuster « à la main » chacune des 19 tensions à appliquer aux détecteurs, et ce pour chacun des six groupes qui composent le PhFPU. Cette procédure de réglage était relativement longue, fastidieuse et inefficace. Remarquez que pour mesurer systématiquement les performances de la caméra et ainsi réaliser un étalonnage convenable du photomètre, il est nécessaire de tester les matrices dans plus d'un millier de configurations<sup>2</sup>. L'automatisation de la procédure de réglage des détecteurs s'est donc avérée indispensable.

Cette procédure comporte trois étapes. La première consiste à mesurer la fonction de transfert de l'électronique de lecture, c'est-à-dire à trouver la correspondance qui existe entre le signal d'entrée du CL et le signal de sortie de BOLC (cf section 4.2). La seconde étape consiste

<sup>2</sup>Pour obtenir la NEP (cf section 5.1), nous devons mesurer le bruit et la réponse des matrices pour 24 tensions de polarisation dans les deux modes de lecture pour 7 flux sur le BFP bleu et 7 flux sur le BFP rouge, ce qui donne déjà un total de 1344 configurations à tester.

à mesurer systématiquement le niveau de point milieu des matrices pour les configurations à tester tout en relaxant la contrainte sur la dynamique des ADC de BOLC (cf section 4.3). Notez que l'objectif de cette étape est de constituer une base de données complète qui nous renseigne sur l'état d'équilibre des ponts bolométriques et qui ne dépend pas a priori des divers gains et offsets de la chaîne électronique. En effet, il est important que le point milieu soit indépendant de l'électronique de lecture car cela nous permet de comparer des données obtenues avec différents réglages de l'électronique, c'est-à-dire différents gains et offsets. Enfin, pour la troisième étape, nous nous appuyons sur ces valeurs de points milieux pour calculer les tensions à appliquer aux détecteurs afin de minimiser la saturation de l'électronique de lecture (cf section 4.4).

Remarquez que la validité de cette méthode d'automatisation dépend de la stabilité du système. En effet, la fonction de transfert de l'électronique ainsi que la base de données des points milieux sont obtenues à des intervalles de temps qui peuvent atteindre plusieurs dizaines d'heures. Pour nous assurer que le calcul des tensions à partir de ces deux éléments est assez précis, c'est-à-dire que le réglage prédit n'aboutit pas à une saturation de l'électronique chaude, nous devons comparer la dérive du signal à la dynamique de BOLC. La figure 4.2 montre un signal temporel typique mesuré en sortie de BOLC pour un flux incident constant de 2 pW/pixel. La déviation standard du signal électrique est d'environ 70  $\mu\text{V}$ , ce qui représente environ 0.02 % de la dynamique de BOLC en gain fort. D'autre part, la température du plan focal n'a dérivé que de 60  $\mu\text{K}$  durant la mesure. Le système est donc suffisamment stable pour appliquer notre procédure de réglage.

## 4.2 L'électronique de lecture

La première étape de la procédure d'étalonnage des matrices de bolomètres consiste à mesurer la fonction de transfert du circuit de lecture. Elle sera essentielle dans la suite de l'étalonnage lors du calcul des points milieux. Pour effectuer cette mesure, nous exploitons le fait que les matrices de bolomètres possèdent 2 tensions de références,  $V_{ref}$  et  $V_{blind}$ , qui sont disponibles à chacun des deux étages d'adaptation d'impédance. Cette fonctionnalité a été implémentée pour fournir une lecture différentielle du signal, mais il est aussi possible de se servir de ces tensions comme étalons pour injecter un signal connu dans le circuit de lecture et ainsi mesurer la fonction de transfert. Cependant cette mesure nécessite un réglage particulier des matrices de bolomètres que nous décrivons ici.

Nous isolons électriquement le Circuit de Lecture (CL) du Circuit de Détection (CD) en imposant  $V_{DecX_h}=V_{DecX_l}=0$  V et  $CKRL_h=CKRL_l=2$  V (cf figure 3.11). De cette façon les transistors qui relient le CD et le CL deviennent isolants, alors que ceux reliant  $V_{ref}$  et le CL deviennent passants. Du point de vue du séquenceur, ce réglage est équivalent au mode de lecture direct, mais au lieu d'échantillonner le point milieu, l'électronique froide échantillonne uniquement la tension de référence  $V_{ref}$ . D'autre part, les tensions secondaires qui alimentent le circuit de lecture ne sont pas pertinentes pour les mesures de performance, elles sont donc mises à leur valeurs nominales et ne changeront pas dans la suite des tests (cf section 4.1.2). En effet, il est

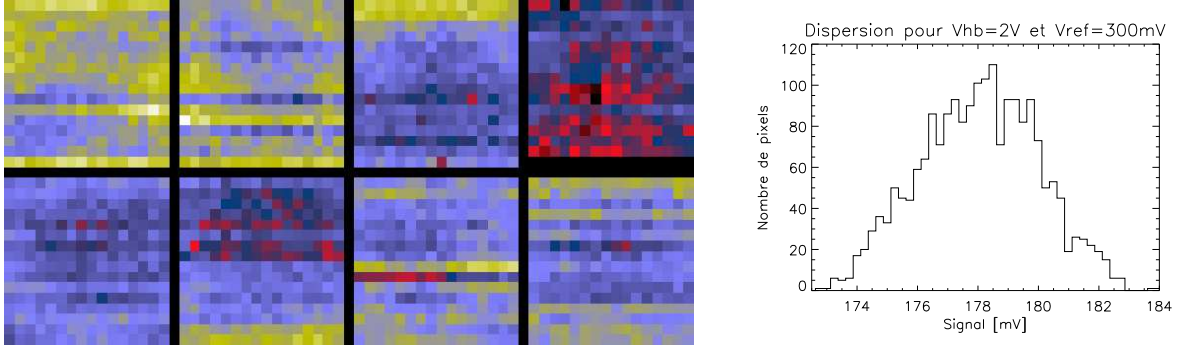


FIG. 4.3 Signal de sortie du plan focal bleu pour  $(V_{ref}, V_{hblind}) = (300 \text{ mV}, 2 \text{ V})$ . Les structures horizontales sont dues au multiplexage. Tous les pixels sont fonctionnels à l'exception de la ligne au centre à droite qui a été sacrifiée pour pouvoir récupérer le reste de la matrice. L'histogramme montre une dispersion *r.m.s.* sur cette carte de quelques mV.

crucial de garder ces mêmes réglages pour les tensions secondaires tout au long de la procédure de caractérisation pour s'assurer que les gains et offsets de l'électronique restent inchangés (à la dérive basse fréquence des transistors près). Il est également nécessaire de mettre l'électronique chaude dans le mode de gain faible pour explorer toute la gamme dynamique des convertisseurs numériques de BOLC et ainsi mesurer leurs limites de saturation.

Nous mesurons le signal de sortie de toute la chaîne électronique pour plusieurs couples de tension  $(V_{ref}, V_{hblind})$  injectés. La figure 4.3 montre un exemple de distribution spatiale du signal sur le BFP bleu pour un couple  $(V_{ref}, V_{hblind}) = (300 \text{ mV}, 2 \text{ V})$ . Cette carte ne contient aucune contribution des bolomètres mais nous donne plutôt une image de l'électronique de lecture seule. Les structures horizontales sur chaque matrice sont dues au multiplexage et indiquent un certain niveau de corrélation entre les pixels d'une même colonne de lecture. En effet, ces colonnes possèdent un circuit de lecture en commun, celui qui se trouve en aval du multiplexeur (cf figure 3.11). La dispersion du signal sur tout le plan focal est d'environ 8 mV.

Afin d'échantillonner finement la fonction de transfert, nous explorons  $V_{ref}$  de 0 à 800 mV par pas de 33 mV, et  $V_{hblind}$  de 1.60 à 2.40 V par pas de 200 mV. Le résultat de ces mesures est présenté dans la figure 4.4. Chaque point représente la valeur du signal de sortie moyennée sur une matrice entière, la matrice en bas à gauche de la figure 4.3 en l'occurrence. Les mesures sont très peu bruitées et l'électronique de lecture semble avoir un comportement linéaire sur une grande partie du domaine exploré. Notez toutefois que pour les faibles valeurs de  $V_{hblind}$  le signal sature à -330 mV, valeur correspondant à la limite inférieure de la dynamique de BOLC en gain faible (cf annexe C). Nous définissons maintenant le gain total de l'électronique de lecture comme étant la quantité  $\frac{\partial \text{Signal}}{\partial V_{ref}}$ . Nous le calculons aisément à partir de la fonction de transfert et nous le traçons dans la figure 4.5. Le gain de la chaîne électronique est supérieur à 95 % pour des valeurs de  $V_{ref}$  comprises entre 250 et 650 mV. Par contre, en dehors de cette gamme, le signal entrant dans le circuit de lecture est considérablement atténué (gain < 0.5 pour  $V_{ref} < 50 \text{ mV}$ ). La partie droite de la figure 4.5 montre le bruit *r.m.s.* mesuré pour chacun des

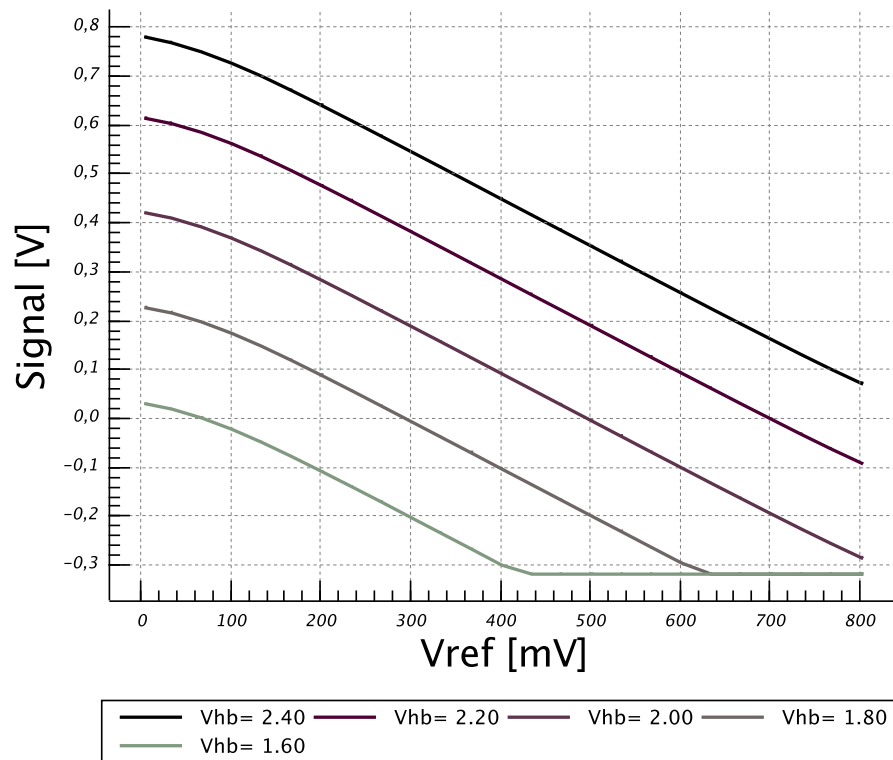


FIG. 4.4 Fonction de transfert de l'électronique de lecture. Elle représente le signal de sortie moyen d'une matrice de bolomètre PACS pour différents couples de  $(V_{ref}, V_{hblind})$  injectés dans le circuit.  $V_{ref}$  varie de 0 à 800 mV par pas de 33 mV et  $V_{hblind}$  de 1.60 à 2.40 V par pas de 200 mV. BOLC étant utilisé avec un gain faible, le signal sature le convertisseur numérique aux alentours de -330 mV, effet visible aux faibles valeurs de  $V_{hblind}$ . Cette fonction de transfert sera utilisée comme courbe d'étalonnage pour le calcul des points milieux.

couples ( $V_{ref}$ ,  $V_{hblind}$ ). Pour des valeurs de  $V_{ref}$  supérieures à 200 mV le bruit de lecture moyen sur une matrice est d'environ 24  $\mu$ V pour les groupes bleus et d'environ 18  $\mu$ V pour les groupes rouges<sup>3</sup>. Dans les deux cas, en-dessous de 200 mV, l'électronique génère un bruit considérablement plus élevé. Nous attribuons cette augmentation de bruit à la saturation des transistors contrôlés par  $V_{SMS}$  (adressage du multiplexeur). Ces transistors sont également responsables de la chute de gain pour les petites valeurs de  $V_{ref}$ .

La fonction de transfert est un élément clef de la procédure d'étalonnage, elle nous fournit l'information qui nous permettra de calculer le niveau de point milieu de chaque pixel. Mais les mesures présentées dans cette section sont d'autant plus importantes qu'elles délimitent le domaine de fonctionnement de l'électronique de lecture, et qu'elles donnent des contraintes sur le niveau de signal qui peut, ou non, être transmis jusqu'à BOLC. D'après la figure 4.5, nous concluons que l'électronique de lecture ne fonctionne que pour des signaux entrant compris entre 200 et 700 mV.

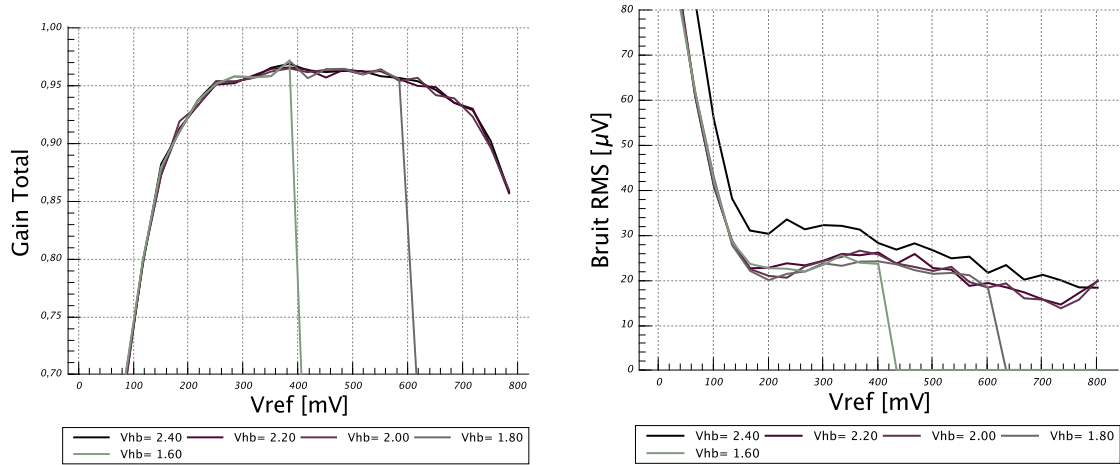


FIG. 4.5 *Gauche* : Gain total de toute la chaîne électronique. Il est obtenu en dérivant la fonction de transfert par rapport au  $V_{ref}$  qui est injecté en amont du circuit,  $gain = \frac{\partial Signal}{\partial V_{ref}}$ . Pour des  $V_{ref}$  compris entre 250 et 650 mV le signal est transmis avec un gain supérieur à 95 %. Les deux morceaux de courbes aberrants proviennent de la saturation de BOLC pour les faibles valeurs de  $V_{hblind}$ . *Droite* : Bruit *r.m.s.* mesuré pour chaque couple ( $V_{ref}$ ,  $V_{hblind}$ ). Pour les valeurs de  $V_{ref}$  inférieures à 200 mV le bruit augmente fortement indiquant que l'électronique de lecture ne doit pas être utilisée dans ce régime. Le bruit vaut zero lorsque le signal sature aux faibles valeurs de  $V_{hblind}$ .

<sup>3</sup>Le niveau de bruit dépend du courant qui circule dans les CL. En effet, les groupes rouges contiennent une seule matrice avec un courant CL de l'ordre de 100 nA alors que les groupes bleus contiennent deux matrices avec un courant CL d'environ 350 nA (ce courant est distribué sur les 2 CL). Les matrices des groupes bleus sont donc probablement sur-alimentées générant ainsi un excès de bruit qui pourrait être coupé en diminuant le courant qui circule dans les CL.

## 4.3 L'exploration des ponts bolométriques et de leurs points milieux

### 4.3.1 Mesure, calcul et interprétation des points milieux

Maintenant que nous avons obtenu les courbes d'étalonnage de l'électronique de lecture, nous nous intéressons au comportement des bolomètres eux-même. Nous explorons donc systématiquement le niveau de point milieu de tous les pixels en fonction de quelques paramètres judicieusement choisis que nous avons déjà décrit dans la section 4.1.2. L'objectif de ce test n'est pas de mesurer les performances des matrices de bolomètres mais plutôt de quantifier l'influence de ces quelques paramètres critiques sur le point milieu ainsi que sur le signal de sortie de la caméra. Ces mesures sont indispensables à la procédure d'étalonnage car elles contiennent les informations nécessaires à la prédiction du réglage des détecteurs pour l'étape suivante qui est dédiée aux véritables mesures de performance (cf chapitre 5).

Afin d'explorer une vaste gamme de paramètres de réglage sans se soucier de la saturation des convertisseurs numériques, nous mettons BOLC en mode de gain faible pour élargir sa dynamique à 1.3 V (au lieu de 330 mV en gain fort) comme nous l'avons fait pour mesurer la fonction de transfert de l'électronique. Nous fixons également les tensions secondaires du circuit de lecture à leurs valeurs nominales. Le but de ces tests étant de mesurer le niveau de point milieu, nous choisissons le mode de lecture le plus simple pour interpréter et reconstruire les points milieux plus facilement, c'est-à-dire le mode direct. La tension de référence  $V_{ref}$  n'est donc pas utilisée pour ce test. D'autre part, en mettant BOLC en mode de gain faible, nous avons relaxé la contrainte sur la dynamique de l'électronique chaude, il n'est donc en principe pas nécessaire de modifier la tension  $V_{hb}$  pour ajuster le signal dans la dynamique de BOLC pour chaque configuration testée. En pratique, pourtant, nous avons toujours utilisé les valeurs de  $V_{hb}$  obtenues à l'occasion de tests antérieurs qui centraient le signal dans la dynamique de BOLC.

Le signal de sortie de chacune des configurations testées possède donc un offset différent qu'il faut prendre en compte pour remonter à la valeur de point milieu qui a engendré ce signal. Pour ce faire, nous utilisons les courbes d'étalonnage de l'électronique de lecture (fig. 4.4). En effet, la fonction de transfert est une bijection qui nous fournit un lien direct entre le signal entrant dans le CL et celui sortant de BOLC, moyennant que la valeur de  $V_{hb}$  soit connue. En se ramenant à l'entrée du circuit de lecture, nous corrigeons donc les gains et offsets de l'électronique de lecture. Le signal reconstruit de cette façon ne dépend plus du réglage de l'électronique, à savoir  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$ , et tous les points milieux sont alors des tensions absolues, c'est-à-dire comparables entre elles.

Avant de présenter nos résultats et pour faciliter leur interprétation, il est utile de rappeler que l'impédance de la résistance de référence  $R_{ref}$  et celle du bolomètre  $R_{bolo}$  dépendent exponentiellement de leur température et du champ électrique appliqué à leurs bornes comme décrit dans l'équation (3.4). En outre, l'équation qui relie la tension de polarisation du pont bolométrique  $V_{polar}$  à la tension aux bornes de la thermistance  $V_{ptmil}$  s'obtient facilement en



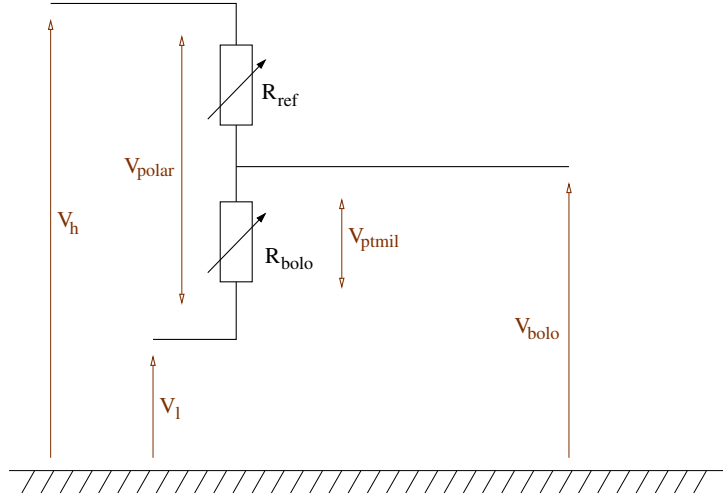


FIG. 4.6 Schéma simplifié d'un pont bolométrique. Nous rappelons également la convention d'appellation des différentes tensions mises en jeu.

écrivant la loi d'Ohm<sup>4</sup> aux bornes du pont bolométrique et de la thermistance (cf figure 4.6 pour un rappel sur les notations utilisées). Nous obtenons la formule suivante en égalisant les courants :

$$V_{ptmil} = \frac{R_{bolo}}{R_{bolo} + R_{ref}} \times V_{polar} \quad (4.7)$$

Cette formule exprime la fonction « pont diviseur de tension » du bolomètre. En effet, pour une tension d'entrée  $V_{polar}$  donnée, le rapport  $\frac{R_{bolo}}{R_{bolo} + R_{ref}}$  définit complètement la tension de sortie  $V_{ptmil}$  ( $V_{ptmil}$  est toujours inférieure à  $V_{polar}$ ).

La distribution spatiale des points milieux du plan focal bleu du PhFPU est donnée dans la figure 4.7 pour une tension de polarisation de 1.8 V et un flux de 2 pW/pixel. Les espaces inter-matrices y sont représentés en noir. Ils ont ici une largeur par défaut de 1 pixel mais des mesures plus précises effectuées lors de la campagne d'étalonnage montrent que l'espacement est légèrement plus grand qu'un pixel. Environ 2 % des pixels ont des points milieux aberrants, nous les appellerons par la suite les *pixels morts*. Ces pixels ne sont pas fonctionnels pour diverses raisons. D'après les rapports de test du LETI, certains pixels possèdent des poutres collées, dans ce cas la grille absorbante se trouve thermalisée à la température du bain et le bolomètre ne peut détecter aucun flux incident, d'autres ne sont tout simplement pas connectés électriquement au circuit de lecture, ceux-ci sont alors totalement inutilisables. En ce qui concerne la colonne morte de la matrice en haut à droite de la figure 4.7 qui porte le nom de SMD N°05-07 (cf annexe D), elle a été sacrifiée pour sauver le reste de la matrice. En effet, nous avons sélectionné cette matrice pour ses bonnes performances, elle a donc été intégrée dans le plan focal du modèle de

<sup>4</sup>Loi d'Ohm macroscopique :  $V_{tension} = R_{resistance} \times I_{courant}$

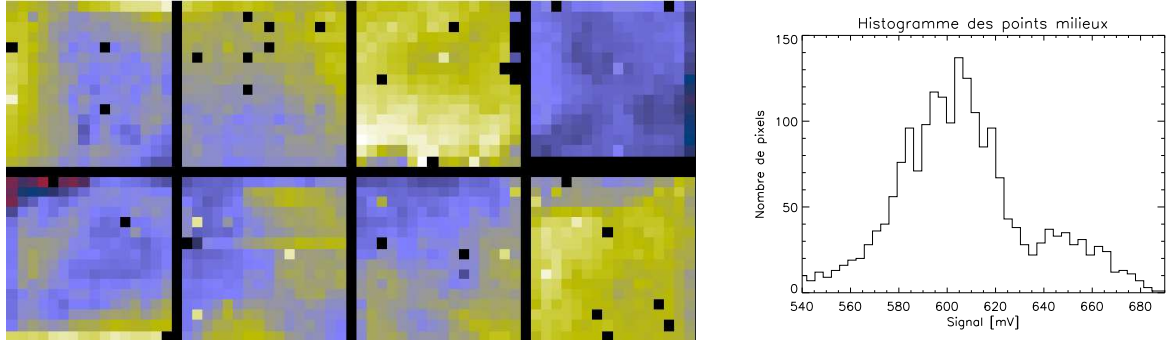


FIG. 4.7 Distribution spatiale des points milieux du BFP bleu pour une tension de polarisation des ponts bolométriques de 1.8 V et un flux incident de 2 pW/pixel. Les pixels morts représentent seulement 2 % de la totalité des pixels. L'histogramme de droite montre que la dispersion des points milieux pour cette tension de polarisation est de l'ordre de 150 mV.

vol début 2005. Cependant lorsque nous avons testé le plan focal complet, cette matrice n'était pas fonctionnelle, la tension  $V_{SMS}$  qui contrôle le multiplexeur n'atteignait pas le circuit de lecture. Le LETI a alors entrepris une opération très délicate de pontage, c'est-à-dire qu'une ligne électrique dédiée à la lecture d'une colonne de pixel a été détournée pour acheminer le signal du multiplexeur du BU vers le CL. Le choix de la colonne s'est portée sur celle qui était la plus proche physiquement de la ligne du multiplexeur à ponter (sinon nous aurions choisi une colonne externe du BFP). L'opération s'est passée comme prévu et nous avons récupéré les 15 autres colonnes de la matrice SMD N°05-07 fonctionnelles en Septembre 2005.

Les pixels fonctionnels montrent une distribution relativement lisse des points milieux sur chaque groupe. Toutefois les deux matrices du groupe 4 (SMB N°04-32 dans l'annexe D, ou bien en haut à droite sur la figure 4.7) n'ont pas les mêmes offsets et leurs niveaux de points milieux se trouvent décalés d'environ 100 mV. Étant donné que les tensions de réglage sont appliquées à chaque groupe et non à chaque matrice, le groupe 4 est particulièrement délicat à régler puisque soit l'une, soit l'autre des matrices se retrouve proche de la limite de saturation de BOLC. La dispersion des points milieux de la figure 4.7 s'élève à environ 150 mV, mais elle peut atteindre plus de 350 mV pour les fortes tensions de polarisation des ponts bolométriques (cf fig. 4.11). Notez que la dynamique de BOLC en gain fort n'est que de 330 mV.

Afin de tester le comportement des bolomètres, nous explorons 24 valeurs de  $V_h$ ,  $V_l$  et  $V_{hb}$  ainsi que 16 valeurs de flux incident. L'objectif est de tester les matrices pour des flux compris entre 0 et 7 pW/pixel (par pas de 1 pW/pixel) sur chacun des BFP ; mais puisque les sources de calibration du banc de test PACS n'ont pas le même spectre d'émission que le télescope Herschel, nous mesurons en plus des flux de 0 à 0.2 pW/pixel sur le BFP bleu (ce qui correspond à des flux de 0 à 7 pW/pixel sur le BFP rouge), et de 8 à 32 pW/pixel sur le BFP rouge (ce qui correspond à des flux de 0 à 7 pW/pixel sur le BFP bleu). Les points milieux

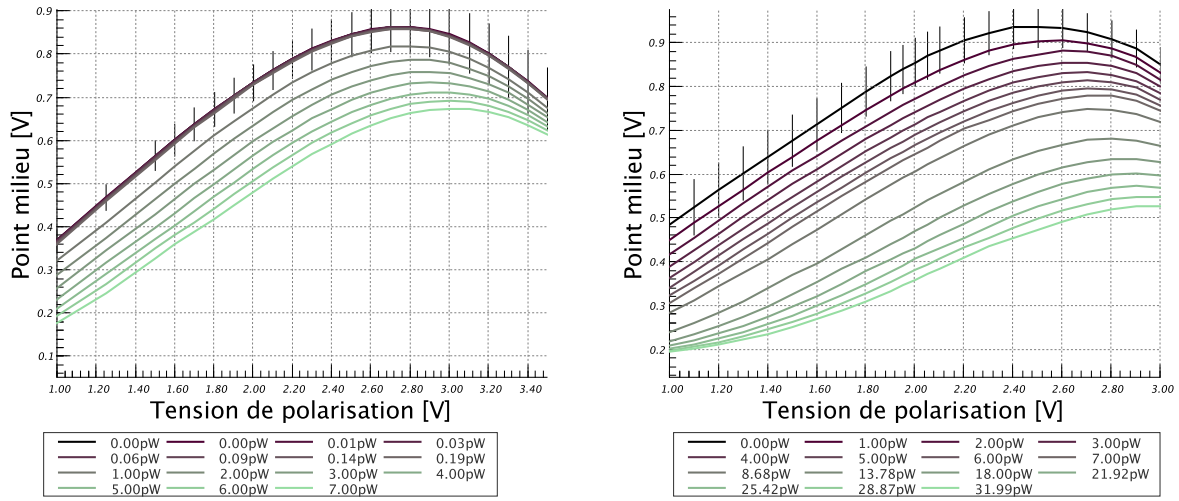


FIG. 4.8 Évolution des points milieux moyennés sur une matrice entière (matrice bleue à gauche et rouge à droite) en fonction de la tension de polarisation des ponts bolométriques. Chaque courbe correspond à une température de la source de calibration. Les barres d'erreur représentent la dispersion *r.m.s.* sur la matrice entière en fonction de la tension de polarisation. Elles ne dépendent que faiblement du flux incident, c'est pour cela que nous ne les traçons que sur une seule courbe. Plus nous polarisons les ponts bolométriques et plus le point milieu augmente jusqu'au point où la dissipation électrique et les effets de champ font chuter l'impédance des résistances. Ces points milieux ont été obtenus en mode de lecture direct avec le gain faible de BOLC.

reconstruits à partir des mesures en gain faible sont présentés dans la figure 4.8.

Chaque point de cette figure représente la moyenne spatiale des points milieux d'une même matrice<sup>5</sup> pour une tension de polarisation et un flux donnés. En utilisant la moyenne, nous choisissons de montrer le comportement général d'une matrice entière, et nous vérifions que ces résultats restent représentatifs du comportement individuel de la plupart des bolomètres. Chaque courbe illustre l'évolution des points milieux pour un flux incident constant.

La figure 4.8 montre que pour des tensions de polarisation comprises entre 1 et 2 V,  $V_{ptmil}$  augmente avec  $V_{polar}$  (cf équation 4.7). Toutefois, pour les tensions de polarisation plus élevées, l'impédance du pont bolométrique s'effondre, et ce pour deux raisons. D'une part, la dissipation électrique par effet Joule chauffe la thermistance et son impédance chute exponentiellement en suivant l'équation (3.4). D'autre part, l'effet de champ augmente avec la tension aux bornes de la résistance, ce qui engendre également une chute exponentielle d'impédance.

Pour une tension de polarisation donnée, le point milieu diminue avec le flux incident. En effet lorsque le flux augmente, la température de l'absorbeur s'élève ce qui engendre une chute de l'impédance de la thermistance, et donc une diminution de la tension aux bornes de celle-ci. Une étude plus approfondie de l'influence du flux sur l'évolution des points milieux est

<sup>5</sup>Les pixels morts sont masqués pour éviter de biaiser le calcul de la moyenne.

présentée dans la section 5.2.1 qui est consacrée à la non-linéarité des bolomètres.

Ces courbes de points milieux nous donnent déjà une première indication, à savoir que les performances des bolomètres se trouvent limitées aux fortes polarisations. Nous voyons en effet que toutes les courbes semblent converger vers une même valeur de point milieu pour les fortes polarisations quelque soit le flux incident. C'est d'autant plus flagrant sur le BFP bleu (graphe de gauche sur la figure 4.8) sur lequel la tension de polarisation est explorée jusqu'à 3.5 V (3 V sur le BFP rouge). Si les courbes de point milieu se « rapprochent », cela signifie que l'influence du flux incident diminue avec la tension de polarisation, c'est-à-dire que la réponse des détecteurs diminue. Nous aborderons ce sujet plus en détail dans la section 5.1.1.

Nous avons trouvé dans la section 4.2 la limite de fonctionnement de l'électronique de lecture, et il est crucial que le signal d'entrée du CL respecte cette limite. En effet, si le réglage et les conditions d'illumination des bolomètres occasionnent une tension d'entrée du CL inférieure à 250 mV, alors le signal bolométrique ne sera pas transmis correctement et le calcul de points milieux n'aura aucune signification physique, il ne nous renseignera donc pas sur l'état du pont bolométrique. D'après la figure 4.6, nous trouvons la relation suivante entre le signal d'entrée du CL,  $V_{bolo}$ , et la tension aux bornes de la thermistance,  $V_{ptmil}$  :

$$V_{bolo} = V_{ptmil} + V_l \quad (4.8)$$

Pour une valeur de  $V_{ptmil}$  donnée, c'est-à-dire pour un flux et une tension de polarisation donnés, nous pouvons choisir la valeur de  $V_l$  de sorte que la tension d'entrée du CL soit supérieure à 250 mV. Cependant, avec l'électronique chaude du photomètre PACS,  $V_l$  ne peut prendre que des valeurs négatives. Dans certaines conditions d'utilisation, le niveau de point milieu est alors trop bas pour passer au-dessus de la barrière des 250 mV, même avec un  $V_l$  maximum de 0 V. C'est par exemple le cas dans la figure 4.8 pour les faibles tensions de polarisation et les forts flux du BFP rouge (graphe de droite). De 0 à 7 pW/pixel, aux basses tensions de polarisation, les courbes de points milieux sont parallèles ; par contre, pour les flux supérieurs à 10 pW/pixel, nous voyons que les courbes convergent vers 200 mV quelque soit le flux incident. Cela signifie que le signal d'entrée du CL n'est pas suffisamment élevé dans ces conditions d'illumination, et que les transistors du CL commencent à saturer. Nous devons donc rejeter ces points milieux qui ne sont pas représentatifs de l'état des ponts bolométriques. Il en est de même pour les tensions de polarisation inférieures à 1 V où le point milieu est le plus souvent inférieur à 300 mV (points non-visibles sur les graphes de points milieux).

Il existe par ailleurs une limitation sur la précision des courbes de la figure 4.8, et cette incertitude est liée à la dérive basse fréquence des détecteurs. En effet, les courbes d'étalonnage de l'électronique permettent de corriger le signal de sortie uniquement pour les gains et offsets du circuit de lecture à un instant donné ; mais les dérives basses fréquences de l'électronique et du bolomètre lui-même ne sont pas corrigées lors du calcul des points milieux. La mesure des

168 configurations de tensions et flux présentées dans la figure 4.8 a nécessité plus de 30 heures de test ; les gains et offsets du système ont effectivement eu le temps de varier librement au cours de ces mesures. En extrapolant la courbe de la figure 4.2 pour laquelle les réglages sont constants, nous estimons la dérive du système à un maximum de quelques mV pour une durée de  $\sim 30$  heures. Rappelons tout de même que l'objectif de ces mesures en gain faible n'est pas de mesurer les performances des bolomètres ni de quantifier leur stabilité, et qu'une précision de quelques mV reste tout à fait compatible avec notre objectif premier d'automatiser le réglage des détecteurs (ces quelques mV sont à comparer avec la dynamique des ADC).

Le but de ces quelques remarques sur la stabilité des détecteurs est simplement de prévenir le lecteur que les dérives basses fréquences affectent les courbes de points milieux. Nous présentons une analyse plus détaillée de ces dérives dans les sections 5.2 et 6.3 ; nous verrons par la suite que, malgré les lentes fluctuations de signal inhérentes à tout instrument de mesure, la reconstruction des points milieux est un calcul suffisamment précis pour prédire le réglage des bolomètres, et que nous pouvons de plus extraire la réponse des bolomètres à partir des courbes de points milieux avec une précision tout à fait raisonnable de 10 %.

### 4.3.2 Les rapports d'impédance

Rappelons que, par construction, les thermistances  $R_{bolo}$  et les résistances de référence  $R_{ref}$  d'une même matrice sont identiques (cf section 3.2.2). Par conséquent, lorsque le flux est nul et que la tension de polarisation tend vers 0 V (pas de dissipation Joule ni d'effet de champ), les impédances devraient tendre vers une même valeur puisque les deux résistances se trouvent thermalisées à la même température, celle de la source froide. Nous allons maintenant utiliser cette propriété pour tester la pertinence du calcul de points milieux. En effet, exprimer les points milieux sous forme de rapports d'impédance nous offre un diagnostic plus quantitatif que la représentation des données sous forme de tensions de points milieux. À partir de l'équation (4.7) et des données de la figure 4.8, nous calculons le rapport d'impédance de chacun des ponts bolométriques pour chaque configuration (*tension*, *flux*) avec la formule suivante :

$$\frac{R_{bolo}}{R_{ref}} = \frac{V_{ptmil}}{V_{polar} - V_{ptmil}}$$

Le résultat de ces calculs est illustré dans la figure 4.9. Intéressons-nous dans un premier temps aux courbes du BFP rouge (graphe de droite).

Lorsque le flux incident sur le bolomètre augmente, la température de l'absorbeur augmente et l'impédance de la thermistance  $R_{bolo}$  diminue, le rapport  $R_{bolo}/R_{ref}$  décroît. Lorsque la tension de polarisation augmente, l'interprétation est un peu plus délicate car les effets de champ tendent à réduire l'impédance  $R_{bolo}$  mais également l'impédance  $R_{ref}$ , et ceci est une caractéristique unique aux bolomètres du CEA. Il est donc nécessaire d'analyser l'évolution du rapport  $R_{bolo}/R_{ref}$  dans différents régimes de fonctionnement des bolomètres :

- Dans un régime de faibles flux et de faibles tensions (quadrant supérieur gauche), la dissipation Joule est faible et le flux incident apporte relativement peu d'énergie

au bolomètre. La température de la thermistance est alors à peine plus élevée que celle de la résistance de référence, leur impédance est donc peu différente. Le rapport  $R_{bolo}/R_{ref}$  doit tendre vers 1 quand le flux et la tension diminuent.

- Dans un régime de forts flux et de faibles tensions (quadrant inférieur gauche, mais pour des flux inférieurs à  $\sim 10$  pW/pixel car au-delà le signal ne passe pas le circuit de lecture), la dissipation Joule est relativement faible mais l'absorbeur est réchauffé par le flux incident,  $R_{bolo}/R_{ref} \sim 0.5$ . Les deux tiers de la tension appliquée au pont bolométrique sont donc reportés sur la résistance de référence qui voit son impédance chuter à cause de l'effet de champ. Dans ce régime de fonctionnement, c'est-à-dire une résistance de référence froide et fortement polarisée et une thermistance chaude et peu polarisée,  $R_{ref}$  chute plus rapidement que  $R_{bolo}$  (cf figure 3.8) et le rapport  $R_{bolo}/R_{ref}$  augmente légèrement avec la tension de polarisation.
- Pour les fortes polarisations (moitié droite du graphe), la dissipation Joule apporte beaucoup plus d'énergie à l'absorbeur que le flux radiatif. Le comportement thermique du bolomètre est alors dominé par la tension de polarisation quelque soit le flux ; les courbes se rapprochent et la réponse diminue (le coefficient  $\alpha = \partial R / \partial T$  s'écroule, cf figure 3.8). Dans ce régime, c'est-à-dire quelques Volts de potentiel aux bornes de la résistance de référence et une thermistance significativement plus chaude que la source froide, l'impédance totale du pont bolométrique est environ 10 fois plus petite que pour une tension de  $\sim 1$  V.

Les rapports d'impédance du BFP rouge sont en très bon accord avec notre compréhension des bolomètres PACS. Par contre, l'interprétation que nous proposons n'est correcte sur le BFP bleu que pour les forts flux et les fortes tensions de polarisation ; le problème se trouve aux faibles tensions et faibles flux car le rapport  $R_{bolo}/R_{ref}$  ne tend pas vers 1 comme attendu. Mais pour quelle raison les rapports d'impédance des BFP bleu et rouge seraient-ils différents ? Nous avons d'abord pensé qu'une forte lumière parasite sur la voie bleue du Photomètre était responsable du fléchissement des courbes aux basses tensions ; mais aucune autre preuve ne semble indiquer l'existence d'un tel niveau de lumière parasite (nous avons soigneusement noirci l'intérieur de l'instrument pour éviter les réflexions de lumière sur le plan focal, et les bancs de test de Saclay et de Garching donnent précisément les mêmes résultats pour un flux supposé de 1 pW/pixel). Nous savons par ailleurs que les circuits de lecture des BFP bleu et rouge sont strictement identiques, nous avons en effet vérifié que les courbes d'étalonnage de l'électronique présentées dans la figure 4.4 sont les mêmes pour les deux BFPs. Par conséquent, la différence entre les rapports d'impédance bleus et rouges provient d'un élément qui se trouve sur le circuit de détection (CD), en amont du premier transistor de lecture. Par construction, les résistances du BFP bleu sont plus impédantes que celles du BFP rouge, mais cette différence devrait s'exprimer sur les courbes de la figure 4.9 uniquement par une différence de forme ; les rapports d'impédance devraient quand même tendre vers 1 pour les faibles tensions de polarisation, le contraire ne serait pas physique. Nous sommes donc forcés de constater que pour les faibles tensions de polarisation des bolomètres, les points milieux que nous avons calculés pour le BFP

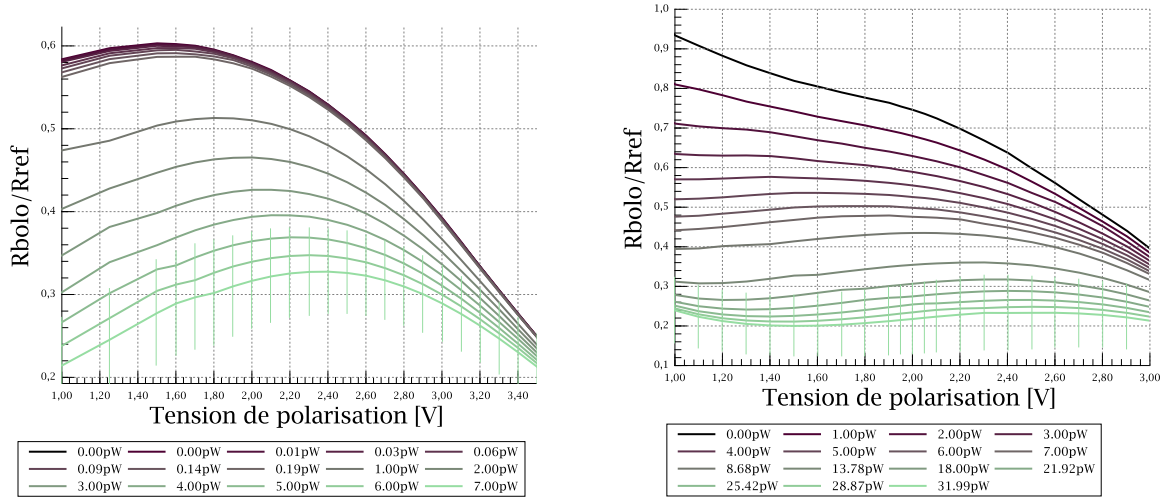


FIG. 4.9 Évolution des rapports d'impédance  $\frac{R_{bolo}}{R_{ref}}$  moyennés sur une matrice entière en fonction de la tension de polarisation des ponts bolométriques et du flux incident. Les barres d'erreurs montrent la dispersion *r.m.s.* des rapports d'impédance sur la matrice. Les courbes de la matrice rouge (à droite) ont un comportement tout à fait cohérent avec la physique du détecteur, à savoir les rapports tendent vers 1 pour les faibles flux et les faibles tensions. Par contre, le fait que les courbes de la matrice bleue (à gauche) ne tendent pas vers 1 mais fléchissent aux basses tensions indique que pour le BFP bleu, il existe probablement un offset introduit en amont du circuit de lecture par le multiplexeur. Le calcul de points milieux ne prend pas en compte l'injection de charges à l'origine de cet offset. Une explication plus détaillée est donnée dans le texte.

bleu ne sont pas représentatifs de la tension aux bornes de la thermistance.

Malgré cela, la méthode de calcul des points milieux telle que nous l'avons présentée dans la section précédente reste correcte. C'est l'hypothèse selon laquelle la tension d'entrée du circuit de lecture est équivalente à la tension centrale du pont bolométrique qui échoue dans certaines configurations du détecteur. Pour lever cette hypothèse, et faire une mesure plus réaliste de l'équilibre du pont bolométrique, il nous faudrait des abaques identiques à celles de la figure 4.4 mais qui prendraient en compte l'étage haute impédance des matrices de bolomètres. En effet, l'étalonnage de la chaîne électronique consiste à injecter une tension de référence dans le circuit au niveau du  $V_{ref}$  (à ce niveau l'impédance est de  $\sim 5 \text{ M}\Omega$  pour les deux BFPs) ; alors qu'il faudrait injecter une tension au niveau du pont bolométrique. Si cela était possible, nous devrions voir une différence entre les courbes d'étalonnage du BFP bleu et celles du BFP rouge car leurs impédances sont différentes. Pour réaliser ce type de test, il suffirait de commander  $V_h = V_l$ , et d'explorer plusieurs couples  $(V_l, V_{hb})$  de la même manière que nous l'avons fait dans la section 4.2 pour obtenir les abaques de la figure 4.4. De telles courbes d'étalonnage devraient nous permettre de mesurer le véritable point milieu de chaque pont bolométrique, et nous devrions trouver un rapport d'impédance qui tend vers 1 pour les faibles tensions de

polarisation. Il n'est malheureusement pas possible d'effectuer ce test<sup>6</sup> sur l'instrument PACS car BOLC ne permet pas de commander des valeurs positives de  $V_l$ .

Bien que les outils diagnostiques dont nous disposons pour le moment soient limités, nous pouvons quand même proposer un scénario qui expliquerait les différences observées entre les rapports d'impédance bleu et rouge de la figure 4.9. Nous pensons que l'origine du problème se trouve au niveau du multiplexeur qui injecterait des charges parasites dans l'étage haute impédance de la matrice par couplage capacitif. En effet, en mode PEL commuté, le MOS de lecture (contrôlé par  $V_{SMS}$ , figure 3.11) d'un même pixel est allumé pendant 1.56 ms ( $\frac{1}{16 \times 40}$ ), temps durant lequel l'électronique échantillonne la tension à l'entrée du CL, puis il s'éteint pendant 23.44 ms jusqu'à ce qu'il se rallume pour mesurer à nouveau le signal bolométrique et ainsi de suite (cf section 3.3.2 pour une description détaillée du séquenceur et du multiplexeur). Le point important ici est que les MOS de lecture sont largement mis à contribution par le multiplexeur en mode PEL commuté; et nous pensons que les états transitoires de ces MOS lors de l'allumage peuvent libérer des charges parasites dans le circuit à moyenne impédance (cf figure 3.11). Ces perturbations sont ensuite communiquées à l'étage haute impédance par couplage capacitif du MOS de lecture (le mouvement des charges dans le circuit moyenne impédance induit le mouvement des charges dans le circuit haute impédance par le biais de la capacitance du MOS de lecture, dont la fonction de transfert est  $iC\omega$ ). Des perturbations électroniques sont donc injectées périodiquement dans l'étage haute impédance. Rappelons que le bolomètre agit comme un filtre passe-bas (cf section 2.1.2), c'est-à-dire qu'il est capable de détecter les pics d'un signal périodique si la constante de temps du filtre est beaucoup plus longue que la période des perturbations; dans ce cas l'injection de charges se traduit alors par un offset au niveau du pont bolométrique.

Suite à cette analyse, nous avons essayé d'ajouter différentes valeurs d'offset aux points milieux du BFP bleu pour voir si cela pouvait réconcilier les rapports d'impédance re-calculés avec le comportement attendu. La figure 4.10 montre l'évolution du rapport  $R_{bolo}/R_{ref}$  pour un offset de 100 mV. L'amélioration est manifeste. Les courbes deviennent cohérentes avec celles du BFP rouge et nous retrouvons bien que le rapport tend vers 1 pour les faibles tensions de polarisation. Le phénomène d'injection de charges pourrait donc expliquer les différences que nous observons entre les BFPs bleu et rouge (le BFP bleu est plus impédant donc possède une constante de temps plus grande). Nous verrons dans la section 5.4 que le mode de lecture DDCS induit également des perturbations de ce type.

Pour mettre à l'épreuve notre interprétation, il faut pouvoir modifier l'amplitude et la période des injections de charges. Une solution serait de modifier le nombre de charges injectées en changeant le courant qui alimente le MOS de lecture (PEL), c'est-à-dire  $V_{gg}$  et  $V_{dd}$ , et de voir l'évolution des rapports d'impédance. Nous pourrions également changer la fréquence d'échantillonnage pour que la période des perturbations deviennent longue devant la constante de temps des bolomètres, l'offset parasite devrait alors disparaître. Il faudrait aussi estimer la valeur de

<sup>6</sup>Il serait éventuellement possible d'utiliser une boîte d'éclatement entre BOLC et le cryostat pour connecter  $V_h$  à  $V_l$  et commander à BOLC des excursions de  $V_l$ . Toutefois, le Photomètre a été intégré dans l'instrument PACS il y a plus d'un an, et il est maintenant hors de question de faire ce genre de test sur un instrument spatial.



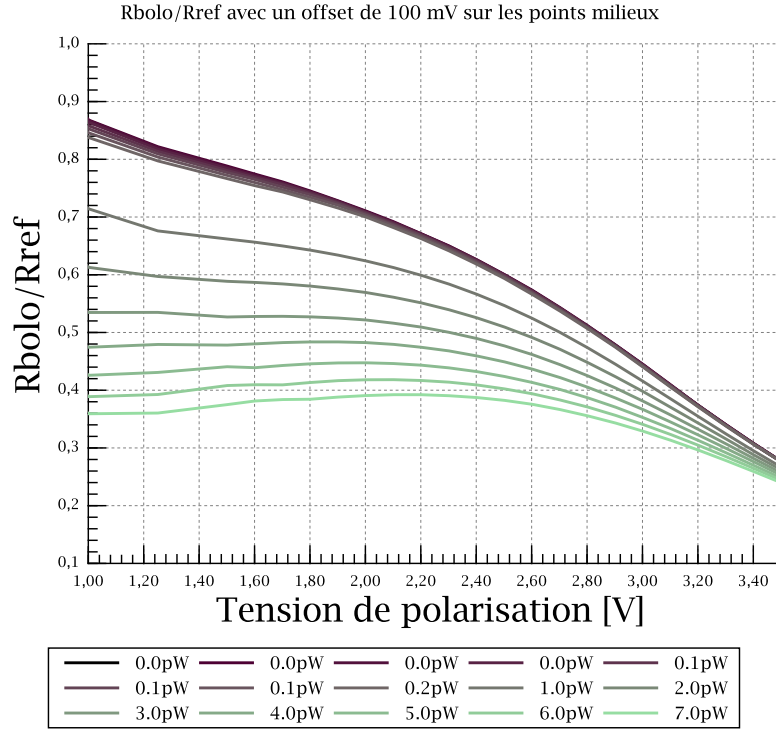


FIG. 4.10 Rapports d'impédance de la matrice 0 du BFP bleu pour lesquels nous avons ajouté systématiquement un offset de 100 mV à tous les points milieux. Bien que le véritable offset ne soit pas a priori constant avec la tension de polarisation ou le flux incident, le résultat obtenu est flagrant : les rapports  $R_{bolo}/R_{ref}$  « modifiés » ont retrouvé une allure similaire aux rapports du BFP rouge.

cet offset lorsque les matrices fonctionnent en mode PEL statique, ou alors en forçant le séquenceur à n'échantillonner qu'un seul pixel. Dans ce cas, le MOS de lecture serait toujours alimenté et aucune charge ne devrait être injectée dans le circuit haute impédance. Mais, à nouveau, le Photomètre PACS étant livré à L'ESA, nous ne pouvons pas effectuer ces tests sur le modèle de vol. Cependant, nous allons bientôt recevoir le modèle de rechange du Photomètre sur lequel nous pourrions changer le séquenceur et éventuellement confirmer la présence d'un offset dû aux injections de charges du multiplexeur.

Remarquez que les tests présentés dans cette section ne sont pas de véritables mesures de performance, leur but premier était simplement de sonder sans a priori le comportement des bolomètres, mais nous avons quand même pu extraire de précieuses informations sur le fonctionnement physique des détecteurs. Notez également que la présence de cet offset n'a aucune incidence sur la suite de la procédure d'étalonnage ni sur les mesures de performance. Nous verrons d'ailleurs dans la section 5.2 que les points milieux que nous avons calculés et tracés dans la figure 4.8 contiennent des informations physiques utiles à l'étalonnage des matrices de bolomètres, notamment sur la non-linéarité et la réponse des détecteurs (même pour le BFP

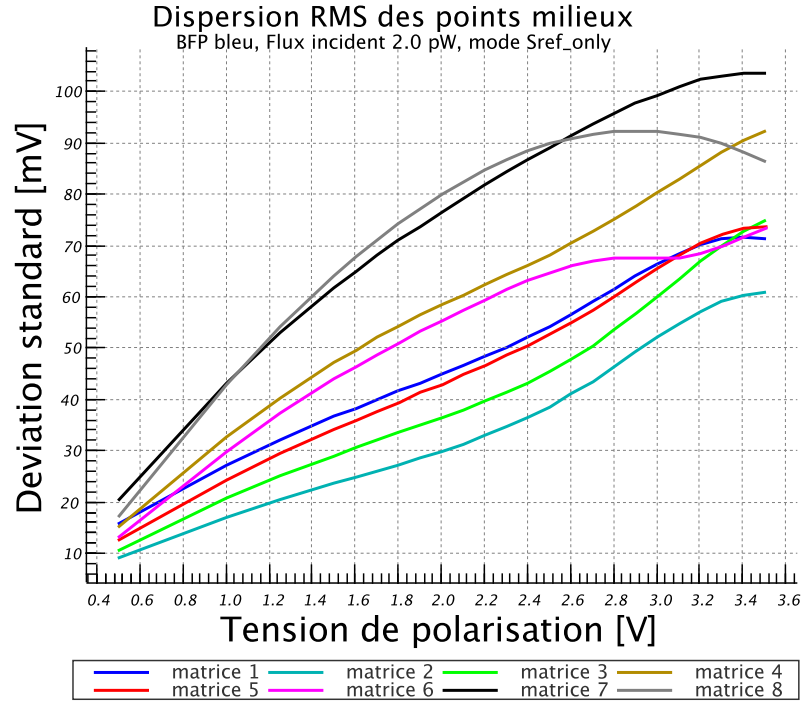


FIG. 4.11 Dispersion des points milieux en fonction de la tension de polarisation des ponts bolométriques. Cette dispersion est la déviation standard calculée sur chaque matrice du BFP bleu pour un flux incident de 2 pW/pixel. Pour les fortes tensions de polarisation, la déviation pic-à-pic peut dépasser 300 mV, c'est-à-dire la dynamique totale des convertisseurs numériques de BOLC.

bleu). L'existence de cet offset représente uniquement une limitation pour interpréter et mesurer les paramètres physiques des bolomètres.

#### 4.4 La prédiction du réglage des détecteurs

Les matrices de bolomètres du CEA possèdent une dispersion intrinsèque des points milieux qui risque d'engendrer la saturation d'une large fraction des détecteurs lors des mesures de performance. Cette dispersion est directement reliée à la précision de fabrication des résistances. Malgré la grande homogénéité et la reproductibilité du processus d'implantation ionique (à mieux de 5 % selon Simoens et al. 2004), il reste de petites variations spatiales d'impédance sur chaque matrice causant une dispersion non-négligeable sur les niveaux de points milieux. Cette dispersion est d'autant plus amplifiée que la tension de polarisation appliquée aux bornes des ponts bolométriques est grande comme le montre la figure 4.11. Dans certaines conditions d'utilisation, la dispersion pic-à-pic d'une seule matrice peut être supérieure à la dynamique des convertisseurs numériques de BOLC. Le réglage des tensions  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$  peut donc s'avérer très délicat. Au début de ma thèse, ces réglages étaient effectués « à la main » de façon empirique, c'est-à-dire que l'opérateur devait régler les offsets  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$  pour ajuster le signal au milieu

de la dynamique de BOLC, et ce pour chaque nouvelle configuration du système à tester. Cette méthode de réglage était longue et très inefficace, il était donc nécessaire de l'automatiser.

D'une part, nous avons caractérisé le comportement des ponts bolométriques, nous connaissons donc le signal qui entre dans le circuit de lecture quelque soient les conditions d'illumination et la tension appliquée aux bornes des ponts bolométriques. En outre, la fonction de transfert de l'électronique de lecture nous permet de calculer le signal de sortie du photomètre connaissant le signal d'entrée du CL. À partir de ces deux éléments nous pouvons prédire les valeurs de  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$  à appliquer aux détecteurs pour que le signal de sortie soit centré sur la dynamique des convertisseurs numériques de BOLC. Notez que la précision avec laquelle nous pouvons régler les bolomètres est fixée par la dérive basse fréquence du signal (thermistance + chaîne électronique + offset parasite). Elle est de l'ordre de quelques mV, ce qui ne représente qu'une fraction de la dynamique totale de BOLC. D'autre part, l'offset que nous avons mis en évidence dans la section 4.3.2 n'a pas d'incidence sur la prédiction du réglage des bolomètres. En effet, nous utilisons deux fois la courbe d'étalonnage de l'électronique, une fois dans chaque sens<sup>7</sup>, de sorte que les erreurs introduites par cet offset s'annulent, à la dérive près.

En pratique, nous avons développé un programme qui prend comme variables d'entrée un flux incident et une tension de polarisation ( $V_h - V_l$ ), et qui génère en sortie les quatres tensions à appliquer aux détecteurs qui minimisent la saturation de BOLC et des transistors de l'électronique froide. Ces tensions sont  $V_h$ ,  $V_l$ ,  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$ . La procédure de génération des tensions suit la logique suivante :

- La première étape est d'interpoler les courbes de la figure 4.8 pour connaître le point milieu, c'est-à-dire la tension aux bornes de la thermistance, qui correspond au flux et à la tension de polarisation demandés par l'utilisateur.
- $V_l$  est déterminé tel que le potentiel entrant dans le circuit de lecture,  $V_{bolo}$ , soit le plus proche possible d'une valeur cible que je fixe à 400 mV ( $V_l = V_{cible} - V_{ptmil}$ , voir la figure 4.6 et l'équation 4.8) tout en tenant compte des différentes contraintes liées à l'électronique de lecture. En effet, d'après les résultats de la section 4.2 cette tension cible doit se trouver entre 250 et 700 mV pour que le signal soit transmis jusqu'à BOLC. D'autre part, la conception de BOLC et du circuit de lecture impose que  $V_l$  soit négative et supérieure à -600 mV.
- $V_h$  est ensuite déduite de la tension de polarisation ( $V_h - V_l$ ) fournie par l'utilisateur et de la valeur de  $V_l$  obtenue à l'étape précédente. À partir de là, les bolomètres sont polarisés et nous connaissons pour chacun des pixels la tension qui entre dans le circuit de lecture.
- $V_{ref}$  est fixée à la valeur médiane des tensions d'entrée des deux matrices d'un même groupe (même BU). Ceci place  $V_{ref}$  au centre de la distribution des signaux d'un même BU, et dans le cas d'une mesure en mode DDSCS, les matrices devraient être

<sup>7</sup>La courbe de la figure 4.4 est utilisée une première fois pour convertir le signal de sortie en signal d'entrée du CL pour le calcul des points milieux ( $V_{out} \rightarrow V_{ptmil}$ ), et une deuxième fois pour convertir le signal d'entrée en signal de sortie ( $V_{ptmil} \rightarrow V_{out}$ ).

centrées autour de zéro, minimisant ainsi la saturation des convertisseurs de BOLC.

- Puisque  $V_{ref}$  représente la valeur médiane des signaux d'entrée du CL, nous utilisons la figure 4.2 pour déterminer<sup>8</sup> la valeur de  $V_{hb}$  qui centrera le signal de sortie sur la dynamique de BOLC. Le centre de la dynamique dépend du gain de BOLC (cf annexe C), la valeur cible est de 83 mV en gain faible et de 330 mV en gain fort.

La figure 4.12 donne un exemple concret de tensions générées par ce programme pour un flux de 1 pW sur le BFP bleu et 8.7 pW sur le rouge. Pour chacun des groupes nous obtenons 24 valeurs de  $V_h$ ,  $V_l$ ,  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$  pour les 24 tensions de polarisation que nous voulons tester (cf section 4.1.2). Notez qu'au-delà de 1.5 V, les tensions  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$  évoluent très peu. Cela signifie que le signal d'entrée du CL reste approximativement le même et que les points milieux sont déjà centrés sur la dynamique de BOLC pour toutes ces configurations là. En effet, pour un couple (*tension, flux*) donné, c'est la tension  $V_l$  qui détermine le niveau d'entrée du CL ; et au-delà de 1.5 V, les changements de  $V_l$  peuvent compenser les variations de points milieux. Par contre, pour les faibles tensions de polarisation,  $V_l$  devrait prendre des valeurs positives pour permettre au niveau d'entrée du CL d'atteindre les 400 mV cible. Cependant, puisque  $V_l$  ne peut dépasser 0 V par construction de BOLC, le point milieu de ces configurations n'est pas suffisamment élevé, et il ne sera pas transmis correctement par le circuit de lecture (saturation des MOS de lecture du CL, cf section 4.2). Dès lors, nous savons que les tensions de polarisation inférieures à 1 V n'offrent pas un réglage fiable des bolomètres.

Pour résumer, dans ce chapitre, nous avons relaxé les contraintes de saturation de BOLC en travaillant en gain faible, nous avons ainsi pu explorer et quantifier le comportement de l'électronique de lecture et des ponts bolométriques pour de nombreuses configurations du système. Nous avons également mis en évidence les limitations de fonctionnement des matrices de bolomètres (saturation du CL et de BOLC), ainsi que la présence très probable d'injections de charges parasites dues au multiplexage. La richesse des mesures systématiques que nous avons effectuées nous a permis de comprendre plus en détails et de prédire l'évolution du signal en fonction de la tension de polarisation et du flux incident. Nous sommes maintenant capables de générer des scripts de test long de plusieurs dizaines d'heures, ce qui aurait nécessité des journées entières en laboratoire pour tester toutes ces configurations « à la main », et nous utilisons ces scripts pour mesurer de manière systématique les performances des matrices de bolomètres. Je tiens à souligner l'importance de cette étape d'automatisation qui nous a apporté une certaine flexibilité dans l'exécution des tests d'étalonnage (les bolomètres tournent 24/24 h). Les mesures sont alors devenues très efficaces et de bonne qualité (pas de saturation), et notre compréhension des détecteurs n'a cessé de croître depuis que nous pouvons générer ces scripts de tests.

---

<sup>8</sup>La méthode pour obtenir le signal de sortie connaissant le signal d'entrée est exactement l'inverse du calcul de point milieu présenté dans la section précédente où nous avons calculé le signal entrant à partir du signal de sortie.

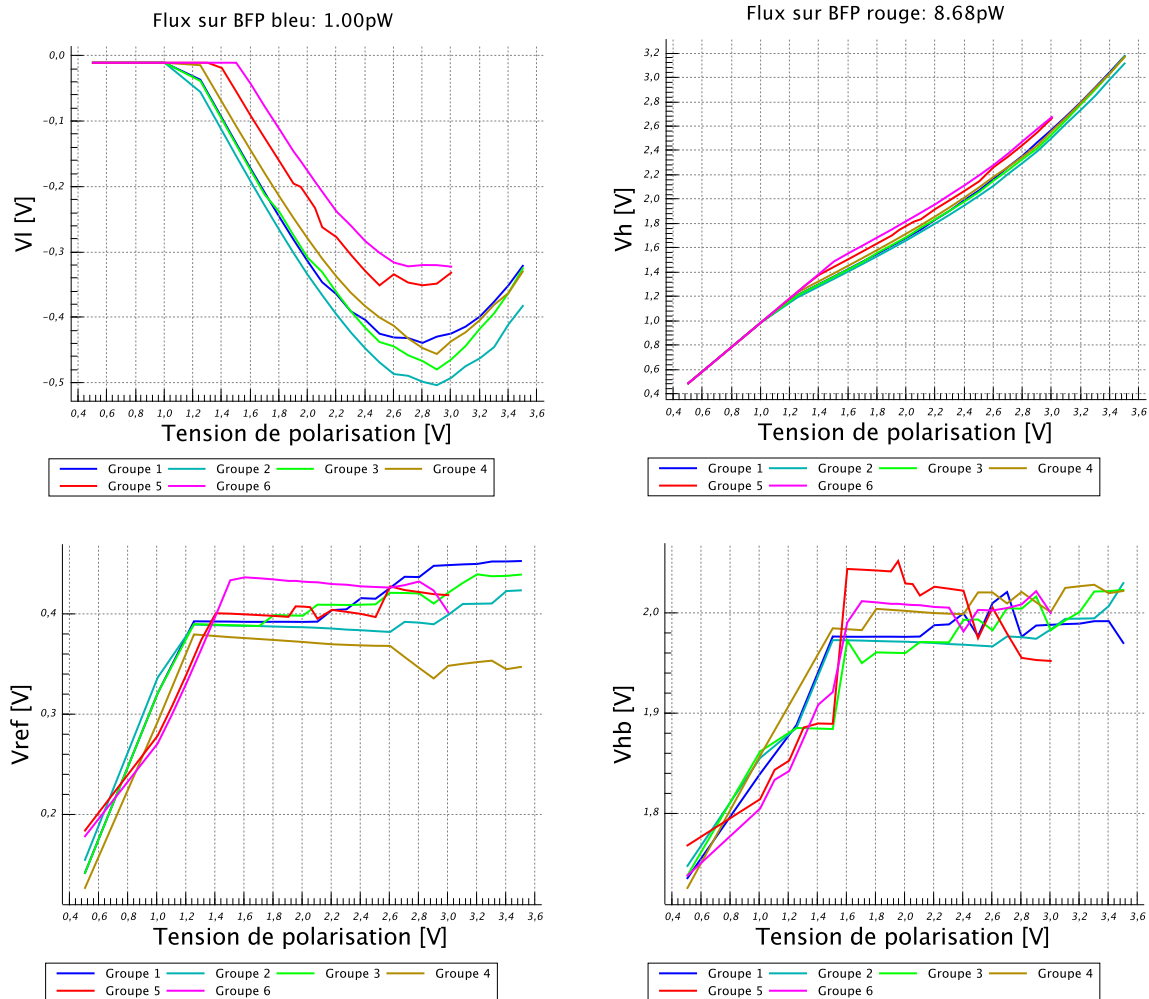


FIG. 4.12 Les quatre tensions primaires  $V_h$ ,  $V_l$ ,  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$  générées par le programme de calcul des réglages pour 24 valeurs de tensions de polarisation et pour un flux de 1 pW sur le BFP bleu et 8.7 pW sur le rouge. Les tensions sont générées de 0.5 à 3.5 V sur le BFP bleu (Groupe 1 à 4) et de 0.5 à 3.0 V sur le rouge (Groupe 5 et 6). La tension  $V_{ref}$  est particulièrement intéressante puisqu'elle représente l'évolution du signal médian qui entre dans le circuit de lecture pour chacun des groupes. Voir le texte pour une explication détaillée de la génération des tensions de polarisation.

## Chapitre 5

# Les mesures de performance

Ce chapitre présente les principaux résultats obtenus lors de la campagne d'étalonnage du Photomètre PACS réalisée au Max-Planck-institut für Extraterrestrische Physik (MPE) à Garching en Allemagne entre Octobre 2006 et Juin 2007. Compte tenu des plannings très serrés imposés par l'ESA et de l'exigence des projets spatiaux, plus d'un an a été nécessaire pour mettre en place la procédure d'étalonnage et pour préparer efficacement cette campagne de tests, et je tiens à préciser que ce chapitre ne présente que la partie émergée de nos efforts. Au total nous avons amassé plus d'un Terabit de données, réalisé des milliers d'heures de tests et autant de temps à analyser les données. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Koryo Okumura et Marc Sauvage, il s'inscrit dans l'activité du groupe ICC (Instrument Control Center) dont je fais partie et qui est responsable entre autre de l'étalonnage et du suivi en vol de l'instrument.

### 5.1 La sensibilité des bolomètres

Pour la grande majorité des récepteurs de rayonnement utilisés pour les observations astronomiques, la sensibilité du détecteur est l'un des paramètres les plus importants pour définir les performances globales de l'instrument. Ce paramètre détermine en effet le temps d'intégration nécessaire pour observer une source donnée avec un signal-à-bruit donné (cf section 6.1). La sensibilité d'un bolomètre est généralement exprimée en terme de Puissance Equivalente de Bruit, ou *Noise Equivalent Power* en anglais (*NEP*). La *NEP* est définie comme étant la puissance radiative qui produit un signal électrique d'amplitude équivalente à celle du bruit généré par le détecteur dans une bande passante<sup>1</sup> de 1 Hz. En d'autres termes c'est la plus petite puissance lumineuse qu'un instrument puisse détecter avec un signal-à-bruit de 1 ( $S/N \sim 1$ ) en 1 seconde. La *NEP* est exprimée en  $[W/\sqrt{Hz}]$ .

Une définition équivalente de la *NEP*, mais plus pratique à mettre en œuvre, est le rapport du bruit  $\sigma$  mesuré dans une bande passante de 1 Hz, et de la réponse  $\mathfrak{R}$  du détecteur :

$$NEP = \sigma / \mathfrak{R} \quad (5.1)$$

Dans cette section, nous présentons de manière générale et qualitative les mesures de réponse et de bruit qui sont utilisées dans le calcul de la *NEP* des bolomètres. Nous nous appuyons en

---

<sup>1</sup>Pour éviter les confusions, il est utile de préciser que la bande passante de 1 Hz n'est pas l'inverse d'une longueur d'onde, mais l'inverse d'un temps d'observation.

particulier sur les mesures effectuées en mode direct sur le BFP bleu. Une analyse comparée des résultats entre les deux modes de lecture et les deux BFP bleu et rouge sera donnée dans la section 5.4. Les résultats quantitatifs sur les mesures de *NEP* seront présentés dans les sections 5.4 et 6.1.

### 5.1.1 Les mesures de réponse

Nous appelons *réponse* l'aptitude d'un bolomètre à convertir une variation de flux en une variation de signal électrique. Elle est exprimée en [V/W]. Pour la mesurer, nous utilisons deux sources maintenues à des températures différentes, autour de 30 K, qui émettent un spectre de corps noir, ainsi qu'un chopper pour moduler le flux incident sur le plan focal. La réponse des bolomètres  $\Re$  est obtenue en divisant l'amplitude du signal électrique  $\Delta\text{Signal}$  par l'amplitude de la modulation de flux  $\Delta\text{flux}$  qui a générée ce  $\Delta\text{Signal}$  :

$$\Re = \Delta\text{Signal} / \Delta\text{flux} \quad [\text{V/W}] \quad (5.2)$$

Nous verrons dans la section 5.2 que la réponse des bolomètres ne varie pas linéairement avec le flux incident, nous choisissons donc une modulation de faible amplitude ( $\Delta\text{flux} = 0.5 \text{ pW/pixel}$ ) pour nous assurer que nous mesurons effectivement la réponse sans la sous-estimer. Nous savons également d'après la section 2.1.2 que la réponse des bolomètres chute avec la fréquence de modulation. En effet, lorsque le flux lumineux évolue plus vite que la constante de temps du bolomètre, le pixel n'a pas le temps de se thermaliser, et l'amplitude du signal est alors sous-estimée. Par conséquent nous décidons de moduler le signal à une fréquence de 0.5 Hz, fréquence à laquelle les effets de la constante de temps sont négligeables. D'autre part, la réponse varie avec le coefficient  $\alpha = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T}$  tel que défini dans la section 4.1.1 ; les paramètres susceptibles d'influencer la réponse des bolomètres sont donc ceux qui peuvent changer la température de fonctionnement des bolomètres ou plus généralement leur impédance. Les deux paramètres principaux que nous allons explorer sont le flux incident sur le plan focal, et la tension de polarisation qui détermine l'énergie électrique dissipée au niveau de l'absorbeur de rayonnement ainsi que l'amplitude de l'effet de champ (cf équation 3.4).

Lors de la campagne d'étalonnage du Photomètre PACS au MPE, nous avons effectué des mesures de réponse systématiques pour 24 valeurs de la tension de polarisation et pour 7 valeurs de flux incident pour chaque BFP. Chacune de ces tensions a été générée par le programme décrit dans la section 4.4. Pour chaque configuration (*tension*, *flux*), nous enregistrons le signal modulé pendant 4 minutes, nous mesurons l'amplitude de la modulation pour chacun des cycles chopper, et nous gardons la moyenne de ces amplitudes comme étant l'amplitude associée à la configuration (*tension*, *flux*) testée. Notez que sur une durée de 4 minutes la dérive du gain des détecteurs est négligeable. La figure 5.1 montre le résultat de nos mesures pour une matrice du BFP bleu en mode de lecture direct. Chaque point de la figure est la moyenne spatiale des amplitudes mesurées sur les 256 pixels d'une même matrice. Les résultats sont donc représentatifs du comportement global de la matrice. Chacune des courbes représente l'évolution de la réponse en fonction de la tension de polarisation pour un flux donné.

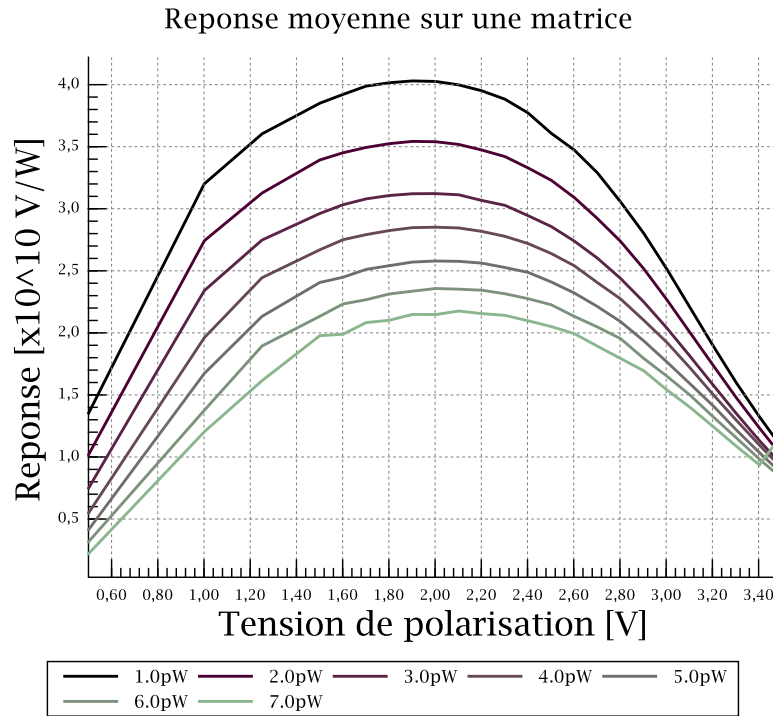


FIG. 5.1 Évolution de la réponse des bolomètres en fonction de la tension de polarisation et du flux incident en mode direct. Chaque point correspond à la moyenne spatiale des réponses obtenues pour une même matrice du BFP bleu. Les réponses sont mesurées pour une modulation en flux de 500 fW/pixel pour un fond de 1 à 7 pW/pixel comme indiqué dans la légende. Voir le texte pour l'interprétation de ces courbes.

À tension constante, la température du bolomètre est une fonction croissante du flux incident absorbé. Il en résulte que la réponse chute avec le flux incident comme indiqué sur la figure 5.1. Ceci est vrai pour toutes les tensions de polarisation (les courbes ne se chevauchent pas). À flux constant, notez la forme caractéristique des courbes : la réponse augmente avec la tension de polarisation appliquée au bolomètre, atteint un maximum, puis retombe aux fortes polarisations ; et ce pour deux raisons. D'une part, plus le bolomètre est polarisé et plus la modulation du signal de sortie peut être grande. En d'autres termes, l'amplitude des excursions de point milieu engendrée par une modulation de flux donnée augmente avec la tension fournie au bolomètre ; c'est-à-dire que la réponse augmente avec la tension de polarisation (de 0 à  $\sim 2$  V). D'autre part, la raison pour laquelle les courbes de réponse fléchissent aux fortes tensions de polarisation tient au fait que l'impédance des thermomètres chute avec la température et le champ électrique comme indiqué dans l'équation 3.4. La chute de réponse correspond donc à un déplacement du point de fonctionnement des bolomètres sur les courbes de la figure 3.8 (réponse  $\sim \partial R / \partial T$ ), ce déplacement étant dû à l'échauffement du thermomètre et au fort champ électrique appliqué à ses bornes. Par ailleurs, la stabilité du gain des détecteurs durant les mesures



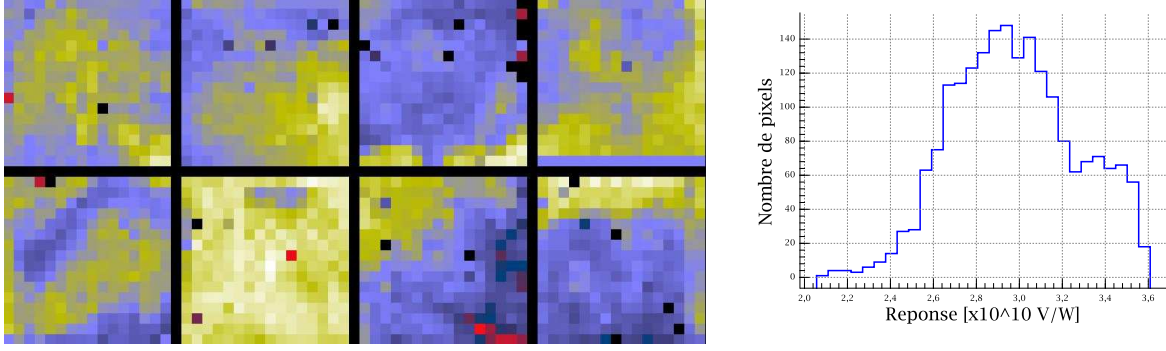


FIG. 5.2 Distribution spatiale de la réponse sur le BFP bleu pour une tension de polarisation de 2.7 V, un flux de 2 pW/pixel et une modulation de 0.5 pW/pixel. L'histogramme de droite montre la dispersion de réponse sur cette carte.

donne des courbes lisses et peu bruitées. Remarquez toutefois la discontinuité des courbes de réponse entre 1 et 0.5 V de tension. Cette discontinuité est certainement due au fait que les points milieux doivent toujours dépasser quelques centaines de mV pour atteindre BOLC sans être altérés (cf sections 4.2 et 4.3).

La distribution spatiale de la réponse sur le BFP bleu et sa dispersion sont présentées dans la figure 5.2 pour une tension de polarisation de 2.7 V et un flux incident de 2 pW/pixel. Cette configuration est représentative des conditions d'opération de PACS. La réponse moyenne est de  $3 \times 10^{10}$  V/W, environ deux ordres de grandeur supérieure à la réponse des bolomètres résistifs traditionnels (Turner et al. 2001). C'est l'utilisation de thermistances à très haute impédance qui explique la très grande réponse des bolomètres.

### 5.1.2 Les mesures de bruit

Nous appelons *bruit* la valeur moyenne de la densité spectrale de bruit dans une bande passante unitaire centrée autour de 3 Hz. La figure 5.3 montre le spectre de bruit typique d'un pixel à partir duquel nous pouvons mesurer le niveau de bruit utilisé dans le calcul de la *NEP*. Notez que nous étudions le bruit des bolomètres dans l'espace de Fourier car cela nous permet de garder l'information spectrale contenue dans le signal temporel. Nous définissons la densité spectrale de bruit comme étant la racine carrée de la densité spectrale de puissance (en  $[V^2/Hz]$ ). L'unité du bruit que nous mesurons est donc le  $[V/\sqrt{Hz}]$ . Nous calculons la densité spectrale de puissance en utilisant une fenêtre de Hanning pour apodiser le signal temporel et éviter les problèmes d'*aliasing* fréquents en traitement du signal. En effet, le signal temporel échantillonné dans l'espace direct a une durée finie, c'est-à-dire qu'en dehors de l'intervalle de temps échantillonné, le signal vaut 0. Mais l'algorithme qui calcule la transformée de Fourier duplique le signal et le met bout-à-bout pour simuler un signal infiniment long. Dans la majorité des cas, le premier point de l'échantillon n'a pas la même valeur que le dernier point, et dupliquer un tel signal introduit une discontinuité qui n'est pas initialement présente dans le signal. Sans apodisation, le spectre contiendrait de nombreux « rebonds » et un excès d'énergie introduit par

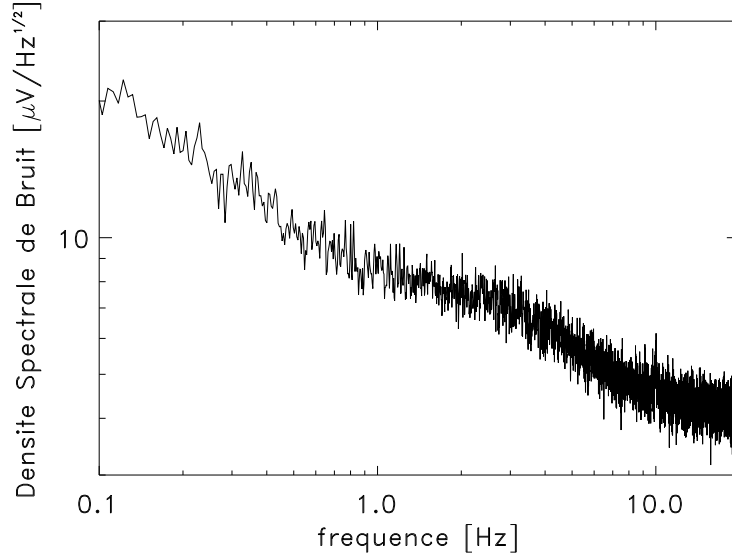


FIG. 5.3 Densité spectrale de bruit typique d'un pixel du Photomètre PACS. Le niveau de bruit qui rentre en jeu dans le calcul de la  $NEP$  est mesuré autour de 3 Hz dans une bande passante unité. Ce spectre contient une composante basse fréquence de type  $1/f$ , et est atténué au-delà de quelques Hz par la constante de temps du bolomètre. Le pic d'énergie à 10 Hz est dû à un battement entre la fréquence d'échantillonnage (40 Hz) et l'environnement électromagnétique du laboratoire (50 Hz). Une analyse détaillée des spectres de bruit est donnée dans les sections 5.3, 5.4 et 6.3. Dans le cas présent la tension de polarisation est de 2.6 V et le flux est de 2 pW/pixel.

cette discontinuité. La solution est de multiplier le signal temporel par une fenêtre de Hanning<sup>2</sup> avant de calculer la transformée de Fourier, ce qui a pour effet d'amener progressivement à 0 les deux extrémités du signal. C'est une manière astucieuse de pondérer le signal et ainsi d'éviter l'introduction d'une discontinuité « non-physique » dans le signal à traiter. Nous devons toutefois normaliser le spectre obtenu par l'intégrale de la transformée de Fourier de la fonction de Hanning (normalisation par un facteur  $\sim 3/8$ ). Par ailleurs nous avons montré que le théorème de Parseval est vérifié aux erreurs de calcul près, c'est-à-dire que la normalisation n'affecte pas la densité spectrale de bruit.

Nous étudierons en détail la dépendance en fréquence des spectres de bruit dans les sections 5.3, 5.4 et 6.3, mais dans la section présente, nous nous concentrons sur le calcul du bruit ainsi que sur son évolution en fonction du réglage des bolomètres. Pour ce faire, nous utilisons à nouveau le programme décrit dans la section 4.4 pour générer automatiquement les tensions nécessaires pour polariser les détecteurs dans chacune des configurations testées. Nous mesurons systématiquement le niveau de bruit du Photomètre PACS pour 24 tensions de polarisation et 7 valeurs de flux pour chaque BFP. Pour chaque configuration (*tension*, *flux*), nous enregistrons

<sup>2</sup>Fenêtre de Hanning utilisée par IDL :  $f(t) = 0.5[1 - \cos(\frac{2\pi n}{N})]$  où  $n$  est le  $n^e$  point et  $N$  est le nombre total de points dans l'échantillon.

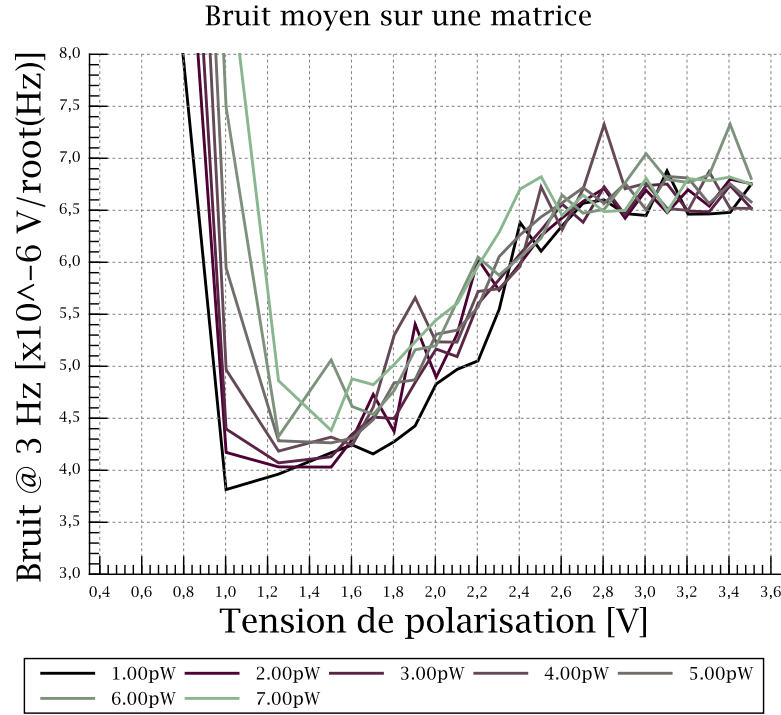


FIG. 5.4 Évolution du bruit des bolomètres en fonction de la tension de polarisation et du flux incident en mode direct. Chaque point correspond à la moyenne spatiale des bruits mesurés pour une même matrice du BFP bleu. Les valeurs de bruit présentées dans cette figure sont tirées de densités spectrales de bruit semblables à la celle de la figure 5.3 pour des fréquences centrées autour de 3 Hz. Voir le texte pour l'interprétation de ces courbes.

le signal pendant 4 minutes, nous calculons la densité spectrale de bruit et nous extrayons le niveau de bruit à 3 Hz. Le résultat de ces mesures pour une matrice du BFP bleu est présenté dans la figure 5.4. Chaque point représente la moyenne spatiale du bruit mesuré sur les 256 pixels d'une même matrice. Les résultats sont donc représentatifs du comportement global de la matrice. Chacune des courbes représente l'évolution du bruit en fonction de la tension de polarisation pour un flux donné.

Nous pouvons dans un premier temps estimer le niveau de bruit des bolomètres en calculant la contribution des différentes sources de bruit que nous avons présenté dans la section 2.1.3. À partir de l'équation (2.11), nous trouvons une NEP photonique de l'ordre de  $1.5 \times 10^{-16}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$  pour un flux incident nominal de  $\sim 2$  pW/pixel (Sauvage 2007). En multipliant cette NEP par la réponse des bolomètres ( $\sim 3 \times 10^{10}$  V/W pour une tension de 2 V), nous trouvons un bruit photonique d'environ  $5 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ . D'autre part, pour une résistance équivalente de l'ordre de  $2 \times 10^{11} \Omega$  et une température bolomètre de 360 mK, l'équation (2.16) donne un bruit Johnson d'environ  $2 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ . De la même manière, nous utilisons l'équation 2.14 pour calculer le bruit de phonon généré par les bolomètres ; nous trouvons un bruit de  $\sim 0.2 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

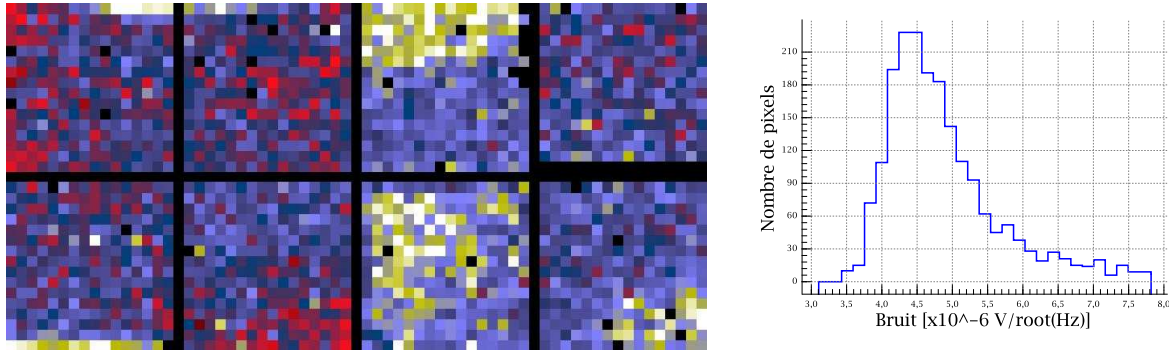


FIG. 5.5 Distribution spatiale du bruit à 3 Hz sur le BFP bleu pour une tension de polarisation de 2.7 V et pour un flux de 2 pW/pixel. L'histogramme de droite montre la dispersion du bruit sur cette carte.

Notez que les paramètres physiques que nous avons choisis d'utiliser pour le calcul des niveaux de bruit proviennent de résultats récents présentés dans la section 5.5.5. La somme quadratique de ces contributions donne un niveau de bruit de  $5.5 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour un flux de 2 pW/pixel et une tension de polarisation de 2 V ; ce qui est en bon accord avec les mesures de la figure 5.4.

En ce qui concerne les premiers points de mesure à 0.5 V de polarisation, ils sont encore une fois aberrants. Rappelons simplement que ce réglage ne permet pas au signal d'être transmis correctement par l'électronique de lecture, le point milieu est trop faible (c'est-à-dire inférieur à  $\sim 300$  mV, cf section 4.2), ce qui engendre un excès de bruit visible sur la figure. Pour les mesures à 1 V de polarisation, les points milieux se trouvent plus ou moins à la limite de saturation du CL selon le niveau de flux incident. En effet, pour les faibles flux, les points milieux sont juste au-dessus de 300 mV de sorte que le signal électrique est transmis par le CL, et la mesure de bruit est fiable. Par contre, lorsque le flux augmente, les points milieux diminuent et passent en-dessous de la limite de saturation engendrant ainsi un excès de bruit qui s'amplifie au fur et à mesure que le point milieu diminue. Pour les autres polarisations, l'interprétation est beaucoup plus délicate, et sans un modèle physique des bolomètres il est très difficile d'exploiter précisément ces résultats. Je présente cependant quelques éléments de réponse qui pourraient expliquer l'allure générale des courbes de la figure 5.4.

L'estimateur que nous avons choisi pour mesurer le bruit est légèrement biaisé car il dépend indirectement de la tension de polarisation. Nous verrons en effet dans la section 5.3 que le spectre de bruit évolue avec la constante de temps des bolomètres (cf figure 5.16) et que cette constante de temps diminue avec la tension de polarisation. Lorsque la tension est trop faible, la fréquence de coupure du bolomètre est inférieure à 3 Hz de sorte que notre estimateur mesure le niveau de bruit dans un régime où le spectre est déjà atténué par le filtre. Cependant, ce filtre étant du premier ordre, c'est-à-dire une atténuation de 3 dB par décade, le bruit mesuré à 3 Hz n'est en général pas significativement atténué. Nous pourrions éventuellement estimer le niveau de bruit blanc à des fréquences inférieures à 3 Hz pour éviter les effets de la constante de temps, mais nous risquerions de le surestimer à cause de la composante en  $1/f$  (cf sections 5.3.3

et 6.3). Par contre, lorsque les détecteurs sont suffisamment alimentés, la fréquence de coupure se trouve au-delà de 3 Hz et notre estimateur mesure alors correctement le bruit blanc généré par le bolomètre.

Par ailleurs, au-delà de 1.5 V, le niveau de bruit semble ne pas dépendre du flux incident, ce qui signifie que les bolomètres PACS ne sont pas limités par le bruit de photon mais plutôt par leur bruit intrinsèque. Cela est surprenant étant donné les estimations de bruit présentées précédemment (bruit Johnson et bruit de phonon inférieurs au bruit photonique). Les courbes de bruit de la figure 5.4 sont relativement difficiles à analyser et à interpréter. Le lecteur pourra consulter les densités spectrales de bruit ainsi que la qualité de l'estimateur de bruit dans l'annexe E.

La distribution spatiale du bruit sur le BFP bleu et sa dispersion sont présentées dans la figure 5.5 pour une tension de polarisation de 2.7 V et un flux incident de 2 pW/pixel. Cette configuration est représentative des conditions d'opération de PACS. Le bruit moyen est de  $4\text{--}5 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ , environ deux ordres de grandeur supérieure au bruit des bolomètres résistifs traditionnels. C'est l'utilisation de transistors MOS pour la lecture du signal ainsi que la très haute impédance des thermistances qui explique le niveau de bruit relativement élevé des bolomètres PACS.

### 5.1.3 Le calcul de la *NEP*

Une fois les mesures de réponse et de bruit effectuées, le calcul de la NEP est trivial. À partir des figures 5.4 et 5.1, nous faisons le rapport du bruit et de la réponse comme indiqué dans l'équation (5.1) et nous obtenons la NEP pour chacune des configurations (*tension*, *flux*) testées. Les résultats pour le BFP bleu en mode de lecture direct sont présentés dans la figure 5.6. À nouveau, chaque courbe représente l'évolution de la NEP en fonction de la tension de polarisation pour un flux donné, et chaque point de la figure est la moyenne spatiale de la NEP calculée pour les 256 pixels d'une même matrice. Les résultats sont donc représentatifs du comportement global de la matrice. Pour les très basses tensions de polarisation, nous retrouvons les points aberrants associés à la saturation du transistor MOS du circuit de lecture. Pour les fortes polarisations, la NEP se dégrade suite à la chute de réponse, qui est elle-même due à la chute d'impédance de la thermistance.

La distribution spatiale de la NEP sur le BFP bleu et sa dispersion sont présentées dans la figure 5.7 pour une tension de polarisation de 2.7 V et un flux incident de 2 pW/pixel. Cette configuration est représentative des conditions d'opération de PACS. La NEP typique est de  $1\text{--}3 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  suivant le flux et la tension de polarisation utilisés.

Les performances en sensibilité que nous présentons dans ce manuscrit sont des NEP totales « sous flux », c'est-à-dire qu'elles contiennent toutes les contributions de bruit (photon, Johnson, phonon, etc...) pour des conditions normales d'opération de l'instrument. Nous ne séparons pas la NEP photon de la NEP détecteur comme c'est parfois le cas dans la littérature spécialisée. Pour comparer les performances des matrices de bolomètres du CEA avec celles des

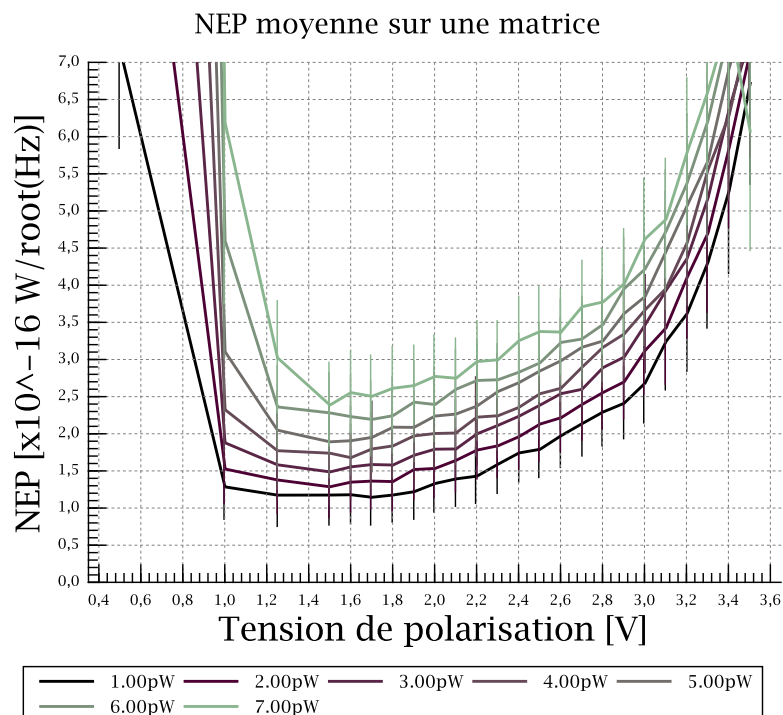


FIG. 5.6 Évolution de la NEP des bolomètres en fonction de la tension de polarisation et du flux incident en mode direct. Chaque point correspond à la moyenne spatiale des NEP mesurées pour une même matrice du BFP bleu. Les valeurs de NEP présentées dans cette figure sont le rapport entre les bruits de la figure 5.4 et la réponse de la figure 5.1. Des NEP de l'ordre de  $1\text{-}3 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  sont atteintes suivant le flux et la tension.

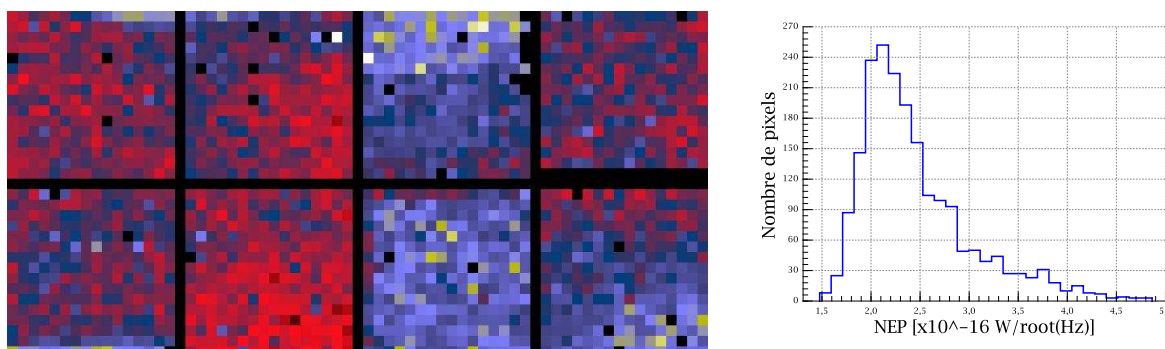


FIG. 5.7 Distribution spatiale de la NEP du BFP bleu pour une tension de polarisation de 2.7 V et pour un flux de 2 pW/pixel. L'histogramme de droite montre la dispersion de NEP sur cette carte.

autres bolomètres, il faut donc s'assurer que les NEP ont été calculées de la même façon et qu'elles sont effectivement comparables. Dans d'autres cas, les auteurs expriment des NEP détecteurs sans illuminer le plan focal ; mais les chiffres qu'ils obtiennent ne sont pas vraiment pertinents puisqu'ils ne sont pas représentatifs du point de fonctionnement des bolomètres « sous flux » (impédance beaucoup plus grande pour un flux nul). Quoi qu'il en soit, c'est bien la NEP totale qui est utilisée lors du calcul de sensibilité d'une caméra (cf section 6.1). L'intérêt de calculer la NEP détecteur pour un flux donné est que l'on peut la comparer à la NEP photon dans le but de déterminer si le détecteur est BLIP ou pas. À la fin de ce chapitre, dans la section 5.4, nous donnerons des résultats plus quantitatifs sur les performances instrumentales des matrices de bolomètres PACS dans les deux modes de lecture et pour les deux BFP. Puis nous reprendrons ces résultats dans la section 6.1 pour calculer les performances observationnelles du Photomètre PACS en termes intelligibles par un astronome.

## 5.2 La non-linéarité des bolomètres

Les bolomètres sont des détecteurs thermiques intrinsèquement non-linéaires. En général l'impédance des senseurs thermiques varient exponentiellement avec la température de sorte que la réponse des bolomètres est une fonction non-linéaire et décroissante du flux incident et de la tension appliquée à leurs bornes. La procédure d'étalonnage initialement prévue pour le photomètre PACS contenait un test de non-linéarité consistant à mesurer la réponse des bolomètres pour différents flux incidents et pour des amplitudes de modulation de plus en plus petites jusqu'à atteindre la plus petite modulation de flux détectable. Ce type de test peut s'avérer extrêmement long à effectuer, voire prohibitif, du fait des longues périodes de stabilisation de la température des sources d'étalonnage (environ 40 minutes pour changer la température des sources du banc de test PACS), et nous allons voir que les résultats de la procédure d'étalonnage contiennent déjà l'information utile. La caractérisation de la non-linéarité des bolomètres est effectivement nécessaire à la préparation et à l'analyse des futures observations. Elle permet entre autre de calculer la dynamique effective du Photomètre (cf section 6.1 pour les détails), ou encore de corriger le gain des détecteurs lorsqu'un objet très brillant, par rapport au fond du télescope, est observé.

Dans un premier temps nous présentons et commentons une courbe de non-linéarité extraite de la figure 4.8, nous proposons une application de ce type de courbes pour mesurer la température et l'émissivité du télescope Herschel, puis nous introduisons le concept de *réponse statique* qui s'avère être une mesure relativement fiable de la réponse des bolomètres.

### 5.2.1 Bonus de la procédure d'étalonnage

L'un des grands avantages de la procédure d'étalonnage que nous avons développée est qu'elle contient bien plus que la seule information nécessaire au réglage des bolomètres. En effet, à partir des mesures en gain faible présentées dans la figure 4.8, nous pouvons extraire l'évolution des points milieux de chaque pixel en fonction du flux incident ; nous pouvons ainsi quantifier la

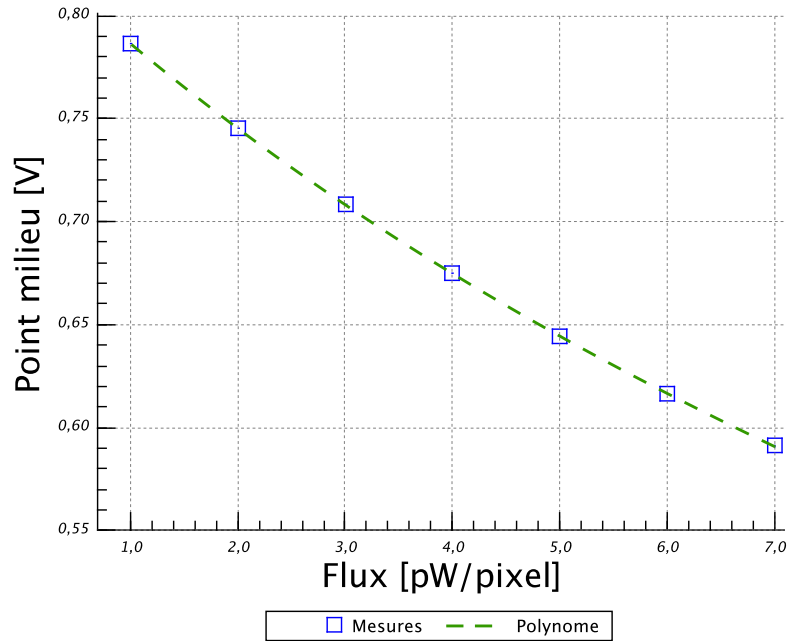


FIG. 5.8 Évolution du point milieu d'un pixel du BFP bleu en fonction du flux incident pour une tension de polarisation de 2.4 V. Les carrés bleus représentent les points milieux extraits de la figure 4.8. La courbe verte en pointillés est un polynôme du 3<sup>e</sup> ordre ajusté sur ces points de mesure. Le bruit RMS associé à chacun de ces points est de l'ordre de 60  $\mu$ V, c'est-à-dire bien inférieur à la taille des carrés bleus sur cet figure.

non-linéarité du signal bolométrique. Il n'est donc pas nécessaire de passer des dizaines d'heures<sup>3</sup> à exécuter le test de non-linéarité initialement prévu dans le plan de test puisque l'information que nous cherchons est déjà disponible dans les données obtenues en gain faible (section 4.3). La figure 5.8 montre la courbe de non-linéarité d'un bolomètre du BFP bleu qui a été extraite de la figure 4.8. Les carrés bleus représentent les points de mesure et la courbe en pointillés correspond à un polynôme du troisième ordre qui ajuste les données. L'allure générale de la courbe est très lisse, et son rayon de courbure est très grand ; ce qui indique que le comportement des bolomètres est ordonné et que le signal est relativement linéaire dans le domaine de flux que nous explorons ici. En d'autres termes, pour de petites excursions de flux autour du point de fonctionnement des bolomètres, le signal est proportionnel au flux incident sur le détecteur ; la réponse est constante pour de faibles variations de flux. Par exemple, pour un fond de télescope de 2 pW/pixel et un changement de flux de 100 fW/pixel, ce qui correspondrait à un objet relativement brillant pour l'Observatoire Herschel, nous trouvons un écart inférieur à 0.1 % par rapport à un comportement purement linéaire. Cet écart de point milieu est négligeable, c'est-à-dire indétectable, car il est bien inférieur au bruit intrinsèque des bolomètres.

Les courbes de non-linéarité sont riches d'informations, et elles pourraient très certai-

<sup>3</sup>Le temps est en effet très précieux pendant la campagne d'étalonnage d'un instrument spatial, et il faut absolument éviter de doubler des tests inutilement.



nement être exploitées lors de la phase de Vérifications des Performances du satellite Herschel. Nous pouvons en effet les utiliser comme des abaques pour mesurer<sup>4</sup> le niveau d'émission du télescope, lorsqu'il aura atteint sa température d'équilibre, à partir des niveaux de points milieux mesurés. Le flux ainsi mesuré dans chacune des trois bandes PACS (et éventuellement les trois bandes de SPIRE) peut nous donner la température et l'émissivité du télescope Herschel en s'appuyant sur les travaux présentés par Fischer et al. (2004). Mais ces courbes de non-linéarité sont-elles suffisamment précises, en d'autres termes les détecteurs sont-ils suffisamment stables, pour permettre un calcul fiable du flux émis par le télescope ? Cette question semble tout à fait légitime puisque le spectre de la figure 5.3 montre une remontée basse fréquence qui implique que les points milieux dérivent lentement pendant les mesures. Cela remet en question l'exactitude et la pertinence des courbes de non-linéarité. Il est donc important d'estimer les incertitudes de mesures liées à ces dérives du signal.

Chacun des points de la figure 5.8 représente la moyenne temporelle du signal enregistré lors des mesures en gain faible de la section 4.3, et bien que la déviation standard mesurée sur ces signaux soit de l'ordre de  $60 \mu\text{V}$ , les véritables barres d'erreurs des courbes de non-linéarité telles que nous les mesurons sont dominées par les dérives basse fréquence de l'électronique de lecture et des résistances du bolomètre. Notez que le premier et le dernier point de mesure de la figure 5.8 sont séparés de plus de 30 heures ; les gains et offsets ont donc pu largement dériver au cours du test. Malgré cela, l'écart typique entre les données et le polynôme ajusté est de l'ordre de  $200 \mu\text{V}$ , ce qui correspond à une amplitude 30 fois plus petite que la taille des carrés bleus sur la figure ! Il serait donc tentant d'interpréter une si faible dispersion autour du polynôme comme étant la preuve d'une certaine stabilité du système. Le problème, cependant, est que ce polynôme ne repose sur aucun modèle physique qui décrirait le fonctionnement des bolomètres, sa seule justification est qu'il ajuste parfaitement les données. Ce polynôme ne nous permet pas de dissocier la dépendance du point milieu avec le flux (ce que nous cherchons) de la dérive induite par les lentes fluctuations de température des détecteurs. Notre interprétation serait en effet biaisée si la température augmentait de façon monotone tout au long du test par exemple, et l'évolution réelle du point milieu en fonction du flux ne correspondrait alors pas exactement au polynôme ajusté. Bien que l'ajustement soit remarquable et que les points de mesure montrent un comportement très ordonné, nous sommes limité dans notre interprétation et nous ne pouvons que donner une limite inférieure aux barres d'erreurs de la figure 5.8. Cette limite inférieure est de l'ordre de  $200 \mu\text{V}$ . Pour estimer correctement les barres d'erreur sur une mesure longue de 30 heures, il faudrait soit répéter de nombreuses fois ces mesures pour obtenir une statistique plus riche, mais cela nécessiterait un temps rédhibitoire, soit modéliser le fonctionnement des matrices de bolomètres (résistance + électronique) et comparer le modèle aux points de mesure pour pouvoir dissocier la dérive du signal par rapport aux effets de non-linéarité.

Quelle est donc la pertinence d'une courbe de non-linéarité telle que présentée dans la figure 5.8 ? Par exemple, une variation de quelques centaines de  $\mu\text{V}$  sur une mesure longue de plus de 30 heures représente une dérive minime, à peine un millième du signal absolu. D'un point

<sup>4</sup>La méthode de calcul est similaire à celle utilisée pour obtenir les points milieux à partir des courbes d'étalement de l'électronique de lecture (cf section 4.3.1).

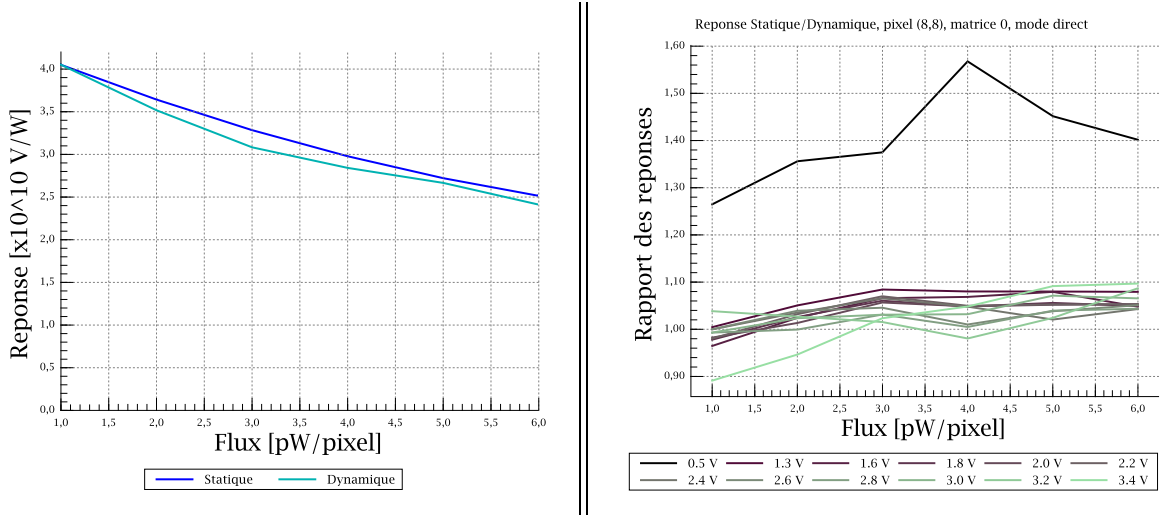


FIG. 5.9 Comparaison de la réponse statique et de la réponse dynamique pour un pixel du BFP bleu. La réponse statique est calculée à partir de la figure 5.8. À gauche : Réponses statique et dynamique pour une tension de polarisation de 2.4 V. Les résultats sont tout à fait comparables. À droite : Rapport des réponses statique/dynamique pour plusieurs polarisations des bolomètres. À nouveau, pour la mesure à 0.5 V, les points milieux ne sont pas transmis correctement par le CL et la réponse statique est alors erronée. Pour les autres tensions, nous trouvons un bon accord ( $\sim 10\%$ ) entre les deux manières de calculer la réponse des bolomètres.

de vue purement instrumental, une telle stabilité est excellente. Par contre, d'un point de vue observationnel, une variation de  $200\ \mu\text{V}$  correspondrait à la détection d'une source ponctuelle de près de 2 Jy (source très brillante pour Herschel)! Les courbes de non-linéarité ne sont donc pas assez précises pour calculer le flux provenant des objets célestes. Par contre, le télescope Herschel devrait émettre un flux de l'ordre de 650 Jy dans la bande à  $110\ \mu\text{m}$  de PACS, et nous devrions pouvoir calculer son émission avec une précision d'au moins 10 % à partir de courbes comme celle présentée dans la figure 5.8.

### 5.2.2 La réponse statique

Nous avons déjà vu que la réponse d'un bolomètre représente l'efficacité avec laquelle il peut transformer une modulation de flux en une modulation de signal électrique (section 5.1.1). Par ailleurs, nous venons de voir qu'une courbe de non-linéarité donne la relation entre le signal électrique et le flux incident. Ce type de courbes contient donc en principe toute l'information nécessaire au calcul de la réponse des bolomètres. Nous définissons la *réponse statique* d'un pixel à une tension de polarisation donnée comme étant la quantité suivante :

$$\frac{g_{elec} \partial V_{ptmil}}{\partial flux} \quad (5.3)$$

où  $g_{elec} \sim 0.95$  est le gain total de la chaîne électronique<sup>5</sup> calculé dans la section 4.2, et  $\frac{\partial V_{ptmil}}{\partial flux}$  est la pente de la courbe de non-linéarité calculée pour un flux donné. Remarquez que nous qualifions cette quantité de *statique* car son calcul ne fait pas intervenir de modulation du flux (cf section 4.3). Par opposition, les réponses présentées dans la section 5.1.1 seront dorénavant appelées *réponses dynamiques* puisqu'elles nécessitent l'emploi d'un chopper pour moduler le flux. Pour comparaison, nous pouvons écrire la réponse dynamique sous la forme  $\frac{\Delta V_{sortie}}{\Delta flux}$  où  $\Delta V_{sortie}$  est l'amplitude du signal électrique en sortie de l'instrument, et  $\Delta flux$  est l'amplitude de la modulation qui a donnée naissance à  $\Delta V_{sortie}$ . Le but de cette section est de comparer les réponses statiques et dynamiques calculées à partir de deux jeux de données complètement indépendants pour confirmer que le point milieu est une quantité physique qui représente effectivement le comportement des bolomètres. Tout d'abord, pour rendre comparable les mesures statiques et dynamiques, nous utilisons les figures 4.5 et 5.8 pour calculer la quantité  $\frac{g_{elec} \Delta V_{ptmil}}{\Delta flux}$  à partir de mesures statiques (nous choisissons  $\Delta flux = 0.5$  pW pour reproduire « virtuellement » les mesures choppées). Remarquez qu'à partir de la figure 4.3, nous pouvons en principe créer des librairies de cartes de réponse pour n'importe quel fond de télescope et pour n'importe quel  $\Delta flux$  en interpolant les valeurs de point milieu déjà mesurées. De telles librairies ont été utilisées lors du stage de Guillaume Willmann pour développer un simulateur de caméra sub-millimétrique en antarctique utilisant les matrices de bolomètres du CEA (Willmann 2007). La comparaison des réponses statiques et dynamiques est présentée dans la figure 5.9 pour un pixel du BFP bleu en mode de lecture direct. Le graphe de gauche montre l'évolution des deux types de réponses en fonction du flux incident pour une tension de polarisation donnée (2.4 V). Nous retrouvons bien le résultat de la section 5.1.1 qui montre que la réponse des bolomètres chute d'environ 40 % entre 1 et 6 pW/pixel. La courbe bleue, qui représente la réponse statique, est parfaitement régulière car elle correspond à la dérivée d'un polynôme d'ordre 3. Par contre, l'aspect « irrégulier » de la courbe de réponse dynamique est due aux dérives basses fréquences du gain des bolomètres ; en effet les mesures choppées sont modulées avec une période plus petite que le « temps de cohérence » du signal (cf section 6.3), nous nous affranchissons donc des dérives additives (offsets) en réalisant des mesures différentielles, mais les dérives multiplicatives persistent. Quoi qu'il en soit, les deux courbes coïncident remarquablement bien dans cette configuration de l'instrument. Le graphe de droite donne une vision plus générale et montre que la réponse statique reproduit de manière assez fidèle l'évolution de la réponse dynamique, avec une précision d'environ 10 %, pour toutes les tensions de polarisation sauf bien sûr celle à 0.5 V. En effet, nous savons que pour cette tension le point milieu n'est pas transmis correctement par l'électronique de lecture, et la réponse statique calculée à partir de ces points milieux n'a donc aucun sens physique. Notez que l'offset que nous avons évoqué dans la section 4.3 semble ne pas affecter le calcul de la réponse statique. Notez que les résultats pour le BFP rouge sont tout à fait similaires à ceux présentés dans la figure 5.9 pour le BFP bleu.

Par ailleurs, il semble que la réponse statique surestime systématiquement la réponse dynamique à toutes les tensions. Les réponses dynamiques étant mesurées en modulant le flux

<sup>5</sup>Il est nécessaire de multiplier le niveau de point milieu par le gain de l'électronique pour se ramener à un signal en sortie de BOLC.

à 0.5 Hz, la fréquence de coupure du bolomètre ( $\sim 5$  Hz, cf section 5.3) n'est certainement pas responsable de l'atténuation du signal modulé. Par contre, les dérives basses fréquences du détecteur seraient une cause plus plausible pour expliquer la surestimation que nous observons. En fait, la différence fondamentale qui existe entre les deux types de mesure de réponse est que la dérive additive (offset) est corrigée dans les mesures dynamiques alors qu'elle ne l'est pas lors des mesures statiques. Notez que si la réponse statique surestime la réponse dynamique, cela signifie que les points milieux diminuent avec le flux plus rapidement qu'ils ne devraient ; en d'autres termes, dans le cas idéal où il n'y aurait pas de dérives basses fréquences, la pente de la courbe 5.8 devrait être égale à la réponse dynamique. Nous avons donc une indication que l'offset du pixel a diminué constamment tout au long du test. D'autre part, entre le premier et le dernier point de mesure, le flux incident sur les bolomètres a été multiplié par 7 de sorte que la température du plan focal a dû augmenter légèrement (hausse de 1-2 mK au niveau du cryo-réfrigérateur), et nous savons par ailleurs que l'offset des transistors de lecture dépend fortement de la température.

L'origine de la surestimation que nous observons pourrait donc se résumer de la manière suivante : la température du plan focal augmente de façon monotone au cours du test, l'offset des transistors diminue lentement et les points milieux que nous mesurons sont donc légèrement inférieurs à ce qu'ils devraient être sans dérive de l'offset. La courbe de non-linéarité est alors sensiblement plus pentue, et par conséquent la réponse statique se retrouve systématiquement au-dessus de la réponse dynamique.

Bien que les points milieux soient à même de représenter le comportement physique des bolomètres à 10 % près, nous continuerons à utiliser les réponses dynamiques dans le calcul de la *NEP* pour garantir la meilleure estimation possible des performances de la caméra.

### 5.3 Le temps de réponse des bolomètres

Tout système macroscopique, qu'il soit thermique, mécanique ou bien électrique met un certain temps pour réagir à une excitation donnée, ou stimulus, du système. En effet la propagation de l'information ne peut être instantanée. Le temps caractéristique nécessaire à un système donné pour s'établir dans un nouvel état à la suite d'une excitation dépend de ses propriétés physiques. Par exemple, il est inférieur au milliardième de seconde pour les processeurs informatiques actuels mais peut atteindre plusieurs jours voire plusieurs années pour des systèmes complexes comme l'atmosphère terrestre. Les instruments de mesure modernes ne dérogent pas à la règle, ils possèdent également un temps caractéristique en-dessous duquel aucune variation temporelle ne peut être détectée. Il est donc crucial que leur temps de réponse soit parfaitement adapté à leur usage particulier. Par exemple, l'observatoire Planck va effectuer des balayages du ciel très rapides à raison de 1 tour/minute, de sorte que la constante de temps des bolomètres de HFI (Lamarre et al. 2003) doit être inférieure à 4 ms pour préserver les hautes fréquences spatiales du CMB. Dans le cas de l'observatoire Herschel, la vitesse maximale de balayage est de 60 secondes d'arc par seconde, notée  $''/s$ , si bien que les matrices de bolomètre PACS doivent

avoir des constantes de temps de l'ordre de 30 ms (Lutz 2002).

La présente section traite exclusivement des mesures en laboratoire du temps de réponse des bolomètres. Son impact sur les futures observations astronomiques sera présenté dans la section 6.4. Nous introduisons dans un premier temps le formalisme nécessaire à la bonne interprétation des résultats.

### 5.3.1 Constante de temps et fréquence de coupure

Il existe plusieurs façons de mesurer le temps de réponse des bolomètres et nous appellerons indifféremment cette quantité *constante de temps* si elle est mesurée dans l'espace direct, ou bien *fréquence de coupure* si elle est mesurée dans l'espace de Fourier. Dans ce paragraphe nous montrerons en particulier le lien qui existe entre ces deux quantités qui décrivent en réalité le même phénomène physique.

La manière la plus directe de mesurer le temps de réponse d'un bolomètre est de le soumettre à une variation soudaine d'illumination et de mesurer le temps nécessaire pour qu'il atteigne son nouvel état d'équilibre (en terme de température ou de signal électrique). Nous avons vu dans la section 2.1.2 que la réponse d'un bolomètre est soumise à un filtre passe-bas du premier ordre. Nous modélisons donc son comportement en convoluant l'évolution temporelle du flux incident par un noyau de convolution de la forme  $e^{-\frac{t}{\tau}}$ . Ce noyau est tracé sur la figure 5.10 et nous voyons qu'à un instant  $t_0$  donné, le signal dépend de l'état du bolomètre à un instant antérieur, et que plus cet instant est éloigné de  $t_0$ , plus son influence décroît rapidement. Nous pouvons interpréter ce kernel comme une mémoire à court terme du bolomètre qui s'estompe exponentiellement avec le temps. La figure 5.10 montre également un signal en créneau qui représente une modulation de flux, ainsi que le signal résultant de la convolution par ce kernel. Nous voyons effectivement que le signal ne s'établit pas instantanément mais nécessite plusieurs fois la constante de temps  $\tau$  avant d'atteindre un plateau stable.

En supposant que le chopper permette une transition franche entre les deux flux observés, c'est-à-dire une transition très courte devant le temps de réponse du détecteur, nous devrions pouvoir ajuster une fonction du type  $e^{-\frac{t}{\tau}}$  sur le régime transitoire pour mesurer la constante de temps  $\tau$ . Cependant il est nécessaire que la transition contienne suffisamment de points de mesure pour permettre un bon ajustement de l'exponentielle. Notez que nous pouvons affiner l'échantillonnage d'un cycle chopper en choisissant une fréquence de modulation non-commensurable avec la fréquence d'échantillonnage du signal ; c'est-à-dire que le nombre de points de mesure dans un cycle chopper ne doit pas être entier, le signal est alors échantillonné à différentes phases du cycle chopper. Ceci revient à décaler le premier point de mesure de chaque cycle chopper d'une fraction de la période d'échantillonnage de manière à échantillonner plus finement le signal. Par exemple, pour une fréquence d'échantillonnage du signal de 40 Hz et une fréquence chopper de 1.28 Hz, il faut  $\frac{40}{1.28} \times 4 = 125$  points, c'est-à-dire 4 cycles chopper entiers, pour qu'un point de mesure se retrouve à une même phase du cycle chopper. Nous pouvons donc assigner à chacun de ces 125 points une phase unique comprise entre 0 et 1 qui indique la position du chopper au moment où la lecture du signal a lieu. Nous reconstruisons ensuite un

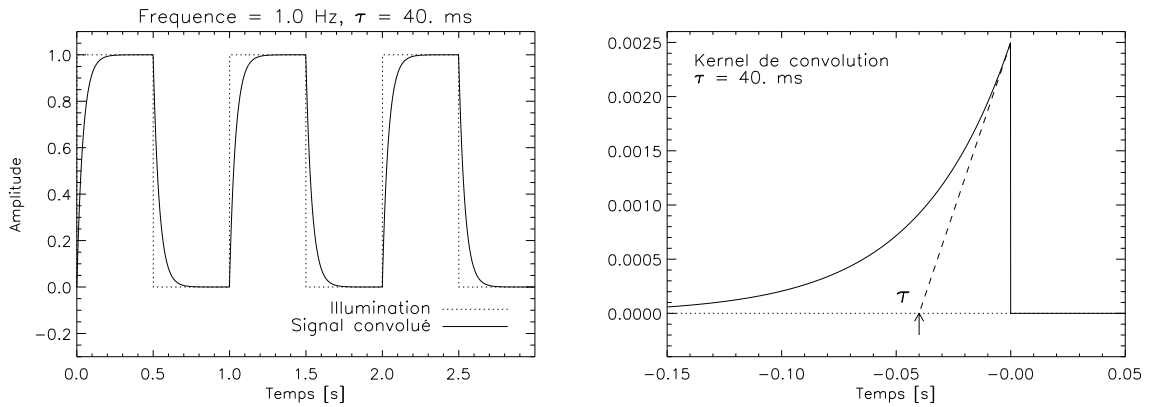


FIG. 5.10 *Gauche* : Simulation d'une mesure choppée à 1 Hz convoluée par un kernel de la forme  $e^{-\frac{t}{\tau}}$  avec  $\tau = 40$  ms. Le signal met environ trois fois la valeur de la constante de temps pour se stabiliser à la valeur du plateau. *Droite* : Kernel de la convolution (initialement de la forme  $e^{-\frac{t}{\tau}}$  pour  $t > 0$  puis symétrie par rapport à l'axe des ordonnées). Il traduit le fait que le signal à un instant  $t$  dépend du signal à un instant antérieur, mais que son influence décroît exponentiellement avec l'écart temporel.

seul cycle chopper avec ces 125 points, au lieu de 31.25 points initialement, en ré-ordonnant les points de mesure par phase croissante du cycle chopper. La figure 5.11 illustre cette méthode de reconstruction et montre qu'en choisissant judicieusement la fréquence de modulation du signal, nous pouvons effectivement affiner l'échantillonnage du régime transitoire<sup>6</sup>. Les mesures présentées dans cette figure ont été obtenues avec le chopper du banc de test PACS qui modulait le signal à 1.28 Hz. La figure contient également un exemple de signal modulé par le chopper interne à l'instrument PACS. Les mouvements de ce dernier sont synchronisés sur les acquisitions du signal (via BOLC puis DECMEC) de sorte qu'il existe toujours un nombre entier de points par cycle chopper. Dans ce cas, la méthode de reconstruction décrite ici n'améliore pas l'échantillonnage temporel du signal; il est cependant possible de co-additionner les points de mesures correspondant à une même phase du cycle chopper pour réduire les incertitudes liées à la mesure du signal.

En pratique, la mesure de la constante de temps par ajustement du régime transitoire n'est pas très fiable du fait de l'incertitude sur la forme de la modulation de flux. En effet, ni le banc de test de Saclay, ni celui de PACS ne produisent une transition suffisamment franche pour mesurer avec certitude la constante de temps. Faire un ajustement sur une transition déjà lissée ne peut donner qu'une limite supérieure à la véritable valeur de la constante de temps. Seul le chopper PACS permet de moduler le flux assez rapidement pour assurer une transition nette. Toutefois, lorsque le chopper PACS bouge très vite, le régime transitoire ne contient que deux ou trois points au maximum, et nous ne pouvons pas ajuster précisément une exponentielle avec aussi peu de points.

<sup>6</sup>Cette astuce est utilisée de manière générale lors des mesures dynamiques pour s'assurer que les extrema du signal sont effectivement échantillonnés et ne se trouvent pas entre deux points de mesure.

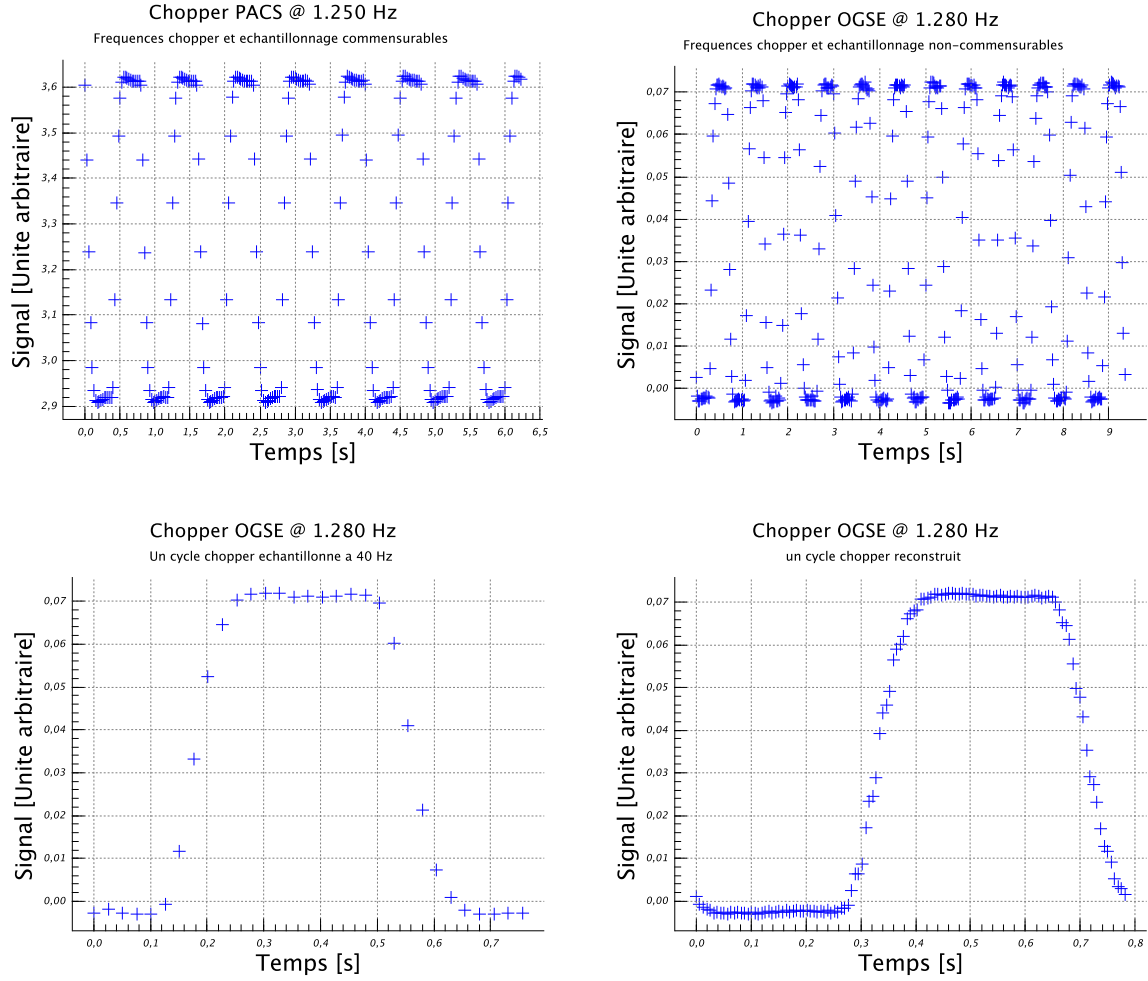


FIG. 5.11 *Haut gauche* : Signal modulé avec le chopper interne PACS qui est synchronisé avec la fréquence d'échantillonnage du signal. Chaque cycle chopper contient ici exactement 32 points ( $\frac{40 Hz}{1.25 Hz} = 32 \text{ points}$ ), et tous les cycles chopper sont échantillonnés de la même façon, c'est-à-dire que les points de mesure tombent toujours au même moment dans le cycle chopper quelque soit le cycle. *Haut droit* : Signal modulé avec le chopper du banc de test PACS dont la fréquence de rotation a été choisie non-commensurable avec la fréquence d'échantillonnage ( $\frac{40 Hz}{1.28 Hz} = 31.25 \text{ points}$ ). Il faut donc 4 cycles chopper avant qu'un point de mesure ne retombe exactement sur la même phase chopper. D'un cycle à l'autre tous les points de mesure sont décalés d'un quart de la période d'échantillonnage. *Bas gauche* : Un cycle naturel du chopper du banc de test PACS contenant 31 points. *Bas droit* : Un cycle du chopper du banc de test PACS reconstruit à partir de 4 cycles et contenant 125 points au lieu de 31. Le principe de la reconstruction est d'assigner à chaque point de mesure une phase du cycle chopper entre 0 et 1 puis de les ré-ordonner par phase croissante pour obtenir le cycle reconstruit.

Notez toutefois qu'il est possible d'obtenir une décroissance exponentielle « propre » en bombardant les matrices de bolomètres avec des particules très énergétiques. En effet, lorsqu'une telle particule interagit avec le bolomètre, elle libère une fraction de son énergie directement au cœur du détecteur, cet apport d'énergie est conséquent et instantané, la température du pixel se relaxe alors en un temps caractéristique  $\tau$  et nous pouvons mesurer le nombre d'images affecté par l'impact de la particule. De telles mesures ont été réalisées lors de la campagne de test d'irradiation<sup>7</sup> menée à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay en 2005. Ces travaux ont fait l'objet d'un poster à la conférence RADECS 2006, mais puisque ma contribution à ces tests ne fût que mineure, je renvoie le lecteur vers l'annexe A.3 de ce manuscrit où se trouve l'article de Horeau et al. (2006) qui présente le résultat des irradiations et des mesures de la constante de temps. Horeau et al. trouvent une constante de temps d'environ 24 ms pour la matrice testée qui est différente des modèles de vol PACS. Cette façon de mesurer la constante de temps est en théorie la plus fiable mais le nombre d'images affectées par l'impact dépend de la quantité d'énergie effectivement déposée dans le bolomètre et aussi du niveau de détection des impacts au-dessus du bruit (détection à  $3\sigma$ ). Il reste donc une incertitude sur le calcul de la constante de temps. Pour affiner ce type de mesure, il faudrait augmenter considérablement la fréquence d'échantillonnage pour bien mesurer la décroissance exponentielle.

Pour mieux contraindre le temps de réponse d'un bolomètre nous nous tournons plutôt vers une méthode qui ne fait pas appel à une modulation de signal. Nous pouvons effectivement mesurer la fréquence de coupure d'un filtre passe-bas en calculant la densité spectrale de bruit d'un signal temporel. En effet une convolution dans l'espace direct est équivalente à une multiplication dans l'espace de Fourier. Soit  $I(t)$  la fonction réelle décrivant l'évolution temporelle du signal produit par un bolomètre<sup>8</sup>, et  $S(t)$  le signal de sortie mesuré. Dans l'espace direct, nous pouvons écrire :

$$S(t) = I(t) * e^{-t/\tau}$$

et dans l'espace de Fourier cette expression se transforme en :

$$\tilde{S}(\nu) = \tilde{I}(\nu) \times C \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i2\pi\nu t} e^{-\frac{t}{\tau}} dt$$

où  $C$  est une constante de normalisation,  $\tilde{S}(\nu)$  et  $\tilde{I}(\nu)$  sont les transformées de Fourier de  $S(t)$  et  $I(t)$  respectivement. Nous trouvons la fonction de transfert suivante qui décrit l'évolution de l'amplitude en fonction de la fréquence :

$$|\tilde{S}(\nu)| = |\tilde{I}(\nu)| \times \frac{1}{\sqrt{4\pi^2\nu^2\tau^2 + 1}} \quad (5.4)$$

<sup>7</sup>Les matrices ont reçu une dose cumulée de 20 et 11 krad de radiation  $\gamma$  (Cobalt 60) à des taux de 5 krad/h et 44 rad/h respectivement sans dégradations significatives des performances. Elles ont également été bombardées avec des protons (20 MeV) et des particules alpha (30 MeV).

<sup>8</sup> $I(t)$  inclue le bruit généré par la thermistance du bolomètre ainsi que les fluctuations statistiques du champ de radiation incident.



Aux basses fréquences, la fonction de transfert tend vers 1, c'est-à-dire que les signaux variant lentement sont transmis sans atténuation, alors qu'aux hautes fréquences l'amplitude chute comme  $1/\nu$ , les signaux rapides se retrouvent donc fortement atténués. Cette fonction de transfert joue bien le rôle d'un filtre passe-bas du premier ordre. La fréquence de coupure  $\nu_c$  est définie comme étant la fréquence à laquelle le signal est atténué de 3 dB en puissance. Ceci se traduit pour une densité spectrale de bruit par :

$$|\tilde{S}(\nu_c)| = \frac{|\tilde{I}(\nu_c)|}{\sqrt{2}} \Rightarrow \nu_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (5.5)$$

Nous obtenons donc la formule qui relie la constante de temps  $\tau$ , que l'on peut mesurer dans l'espace direct, et la fréquence de coupure  $\nu_c$  que l'on mesure dans l'espace de Fourier.

La constante de temps de la plupart des bolomètres est limitée par le temps nécessaire pour évacuer la chaleur de l'absorbeur vers la source froide. La constante de temps est alors d'origine thermique, elle vaut  $\tau_{th} = C_{th}/G_{th}$  où  $C_{th}$  est la capacité calorifique de l'absorbeur et  $G_{th}$  est la conductance thermique des poutres qui relient l'absorbeur à la source froide (cf section 2.1.2).  $\tau_{th}$  dépend de la température de l'absorbeur et de la source froide. La situation est un peu différente pour les matrices de bolomètres du CEA. L'impédance des ponts bolométriques est tellement élevée que la constante de temps électrique  $\tau_{elec}$  devient comparable à la constante de temps thermique<sup>9</sup>, et nous devons la prendre en compte dans nos calculs. En effet, le bolomètre possède une impédance  $R \sim 1\text{-}10 \text{ T}\Omega$  qui, associée à la capacité électrique parasite de l'étage haute impédance du détecteur, forme un filtre passe-bas du premier ordre où  $\tau_{elec} = RC_{elec}$ . L'impédance  $R$  dépend de la température de la thermistance et de la source froide mais aussi du champ électrique aux bornes des résistances formant le pont bolométrique. Nous nous attendons donc à ce que la tension de polarisation des bolomètres soit un paramètre critique dans la détermination du temps de réponse des détecteurs. Dans l'espace de Fourier, la fonction de transfert s'exprime de la façon suivante :

$$|\tilde{S}(\nu)| = |\tilde{I}(\nu)| \times \frac{1}{\sqrt{(1 - 4\pi^2\nu^2 \tau_{th} \tau_{elec})^2 + 4\pi^2\nu^2(\tau_{th} + \tau_{elec})^2}} \quad (5.6)$$

Le filtre associé correspond au module du produit de la fonction de transfert complexe de deux filtres passe-bas du premier ordre. Nous allons maintenant extraire  $\tau_{th}$  et  $\tau_{elec}$  à partir de deux jeux de données indépendants obtenus avec deux procédures de test très différentes. Notez toutefois que l'information utile pour l'observateur n'est pas la valeur de  $\tau_{th}$  ou  $\tau_{elec}$  mais plutôt la fréquence de coupure globale des détecteurs  $\nu_c$ .

### 5.3.2 Les mesures dynamiques

Le travail présenté dans cette section est basé sur la première partie d'un document que j'ai écrit en 2005 dont l'objectif était de communiquer les performances préliminaires des

<sup>9</sup>Par construction des matrices PACS, les constantes de temps électrique et thermique sont du même ordre de grandeur, autour de 10 Hz.

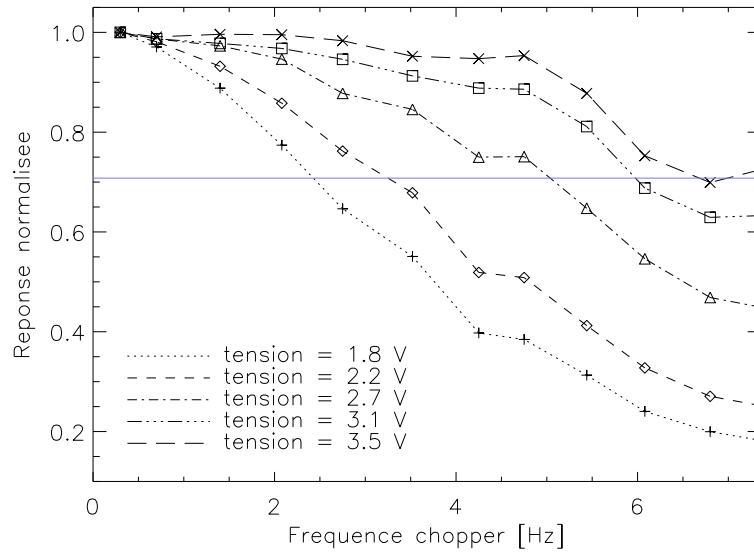


FIG. 5.12 Évolution de l'amplitude d'un signal modulé en fonction de la fréquence de modulation. Chaque courbe correspond à la moyenne des amplitudes mesurées sur une matrice entière pour une tension de polarisation donnée. Le flux incident est de 3 pW/pixel. Les courbes sont normalisées par rapport au premier point mesuré à 0.3 Hz. L'amplitude des modulations chute avec la fréquence comme attendu pour un filtre passe-bas, seules les basses fréquences ne sont pas altérées par le filtre. La ligne horizontale indique une atténuation de 3 dB et donne en théorie la fréquence de coupure associée à une tension donnée. Les bolomètres sont d'autant plus rapides que la tension de polarisation est élevée.

détecteurs de vol aux futurs utilisateurs du Photomètre PACS afin qu'ils puissent préparer efficacement leurs programmes d'observations. Le rapport en question se trouve dans l'annexe A.5.

Le but de la procédure de test que nous décrivons ici est de mesurer l'évolution de l'amplitude d'un signal modulé en fonction de la fréquence de modulation. Nous cherchons à mettre en évidence l'atténuation de l'amplitude modulée pour en extraire la valeur des constantes de temps thermique et électrique. En pratique, nous chauffons deux corps noirs à l'intérieur du cryostat de test de sorte que l'on obtienne des flux incidents de 3 et 3.5 pW/pixel au niveau du plan focal. Nous utilisons ensuite un chopper pour moduler le flux à une fréquence donnée et nous mesurons l'amplitude du signal électrique en sortie du détecteur pour plusieurs tensions de polarisation (de 1.8 à 3.5 V) et pour plusieurs fréquences de modulation (de 0.3 à 7.36 Hz). Les fréquences du chopper ont été choisies incommensurables avec la fréquence d'échantillonnage pour s'assurer que le maximum des modulations soit bien échantillonné (un cycle chopper ne contient que 5 points de mesure à 7.36 Hz). Pour chaque couple de paramètres (*tension*, *frequence*), nous reconstruisons un seul cycle chopper en suivant la procédure présentée précédemment et nous calculons l'amplitude de la modulation. Le résultat de ces mesures est résumé dans la figure 5.12. Pour une tension de polarisation donnée, les amplitudes de modulation sont normalisées par rapport

à l'amplitude mesurée à 0.3 Hz pour laquelle le filtre a un effet négligeable. La ligne horizontale est un indicateur qui correspond à une atténuation de la modulation de 3 dB ( $\sim 71\%$ ). L'intersection entre les courbes mesurées et cette ligne horizontale nous donne en théorie la valeur de la fréquence de coupure globale du filtre electro-thermique.

Notez que si la modulation de flux incident était sinusoïdale, alors les courbes de la figure 5.12 représenteraient exactement ce que nous cherchons, c'est-à-dire le filtre passe-bas dans l'espace de Fourier. En effet, la transformée de Fourier d'une sinusoïde étant un pic de Dirac, mesurer l'amplitude des modulations pour plusieurs fréquences serait alors équivalent à multiplier le filtre par un peigne de Dirac. Idéalement, cette procédure reviendrait à échantillonner le filtre aux fréquences mesurées. Cependant, la modulation fournit par le chopper ressemble plutôt à un signal carré lissé (cf figure 2 dans l'annexe A.5) dont le spectre contient de nombreuses harmoniques, et la présence de ces harmoniques entraîne une sous-estimation de la fréquence de coupure  $\nu_C$ . Par exemple, pour une modulation à 0.7 Hz et une fréquence de coupure de 5 Hz, il y a 6 harmoniques qui contribuent à l'amplitude associée à 0.7 Hz, alors que pour une modulation à 3.52 Hz, seule la fondamentale contribue à l'amplitude des modulations. Plus la fréquence de modulation augmente et plus les harmoniques se déplacent et sortent de la bande passante du filtre, diminuant ainsi l'amplitude des modulations.

Le travail mené en 2005 repose sur la simulation du filtrage des modulations dans l'espace direct plutôt que dans l'espace de Fourier. En effet, pour représenter le plus fidèlement possible le comportement des bolomètres et extraire la valeur des constantes de temps, nous simulons des signaux carrés aux mêmes fréquences que celles mesurées durant la procédure de test, nous les convoluons successivement par deux filtres de la forme  $e^{-t/\tau}$ , puis nous mesurons l'amplitude du signal associé au couple  $(\tau_{th}, \tau_{elec})$  testé, et nous reportons le résultat sur la figure 5.12 pour comparaison. Il ressort de ces mesures que le temps de réponse des bolomètres ne dépend que faiblement du flux incident. Par contre, la tension de polarisation a une influence bien plus marquée sur leur rapidité. Par exemple, la fréquence de coupure moyenne du BFP bleu est de l'ordre de 2 Hz pour une tension de polarisation de 1.8 V alors qu'elle vaut 6 Hz pour une tension de 3.5 V (cf annexe A.5 pour plus de détails). Pour un flux de 3 pW/pixel et une tension de polarisation nominale de 2.7 V, l'ajustement des courbes simulées donne des constantes de temps de 58.8 et 20 ms. Nous ne pouvons cependant pas déterminer l'origine thermique ou électrique de chacune de ces constantes. Il faudrait pour cela modéliser le comportement physique des bolomètres du CEA et prédire leur évolution en fonction de chacun des paramètres du système (température du bain, flux incident, tension de polarisation,  $R(T, V)$ ,  $C(T)$ ,  $G(T)$ ). Notez cependant que la capacité électrique de l'étage haute impédance du détecteur est a priori indépendante de la température du bolomètre, et que c'est l'impédance de la thermistance qui définit entièrement l'évolution de la constante de temps électrique ( $\tau_{elec} = RC_{elec}$ ). Nous savons par ailleurs que cette impédance est une fonction fortement décroissante de la température et du champ électrique (cf équation 3.4); par conséquent, lorsque la dissipation Joule chauffe le bolomètre et que la tension aux bornes de la résistance augmente, l'impédance chute et la constante de temps s'en trouve alors considérablement raccourcie (cf figure 5.12).

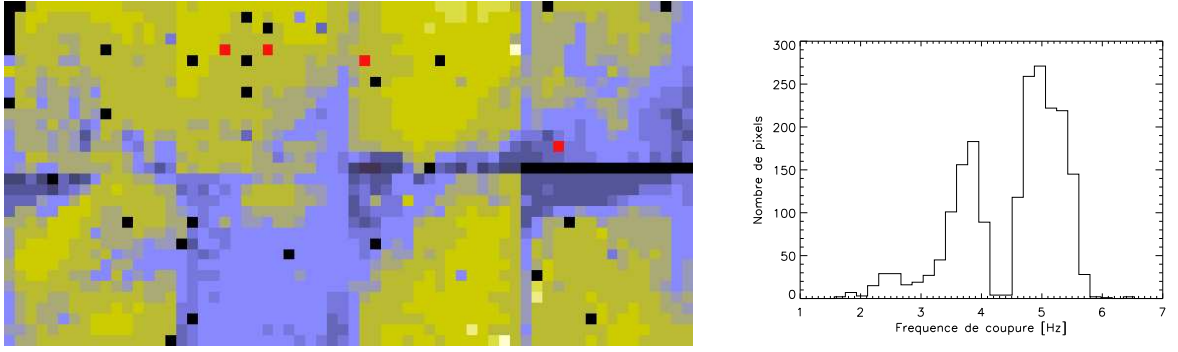


FIG. 5.13 Distribution spatiale de la fréquence de coupure des bolomètres du BFP bleu pour un flux de 3 pW/pixel et une tension de polarisation de 2.7 V. La carte de réponse de la figure 5.2 est en fait la carte « complémentaire » de celle-ci. L'histogramme de droite montre la dispersion de  $\nu_C$  sur cette carte.

La distribution spatiale des fréquences de coupure mesurées sur le BFP bleu est présentée dans la figure 5.13 pour un flux incident de 3 pW/pixel et une tension de polarisation de 2.7 V. Nous trouvons deux populations de pixels ayant une fréquence de coupure autour de 3.5-4 Hz (en bleu sur la carte) et autour de 5 Hz. Il est intéressant de comparer cette carte avec la carte de réponse de la figure 5.2. En effet, les pixels les plus impédants ont une réponse plus élevée (car leur point de fonctionnement sur la figure 3.8 donne un coefficient  $\alpha = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T}$  plus grand) et une constante de temps électrique plus longue (car  $\tau_{elec} = RC_{elec}$ ). Cela explique pourquoi les pixels les plus réponsants sont également les plus lents, et vice versa ; les cartes de réponse et de fréquence de coupure sont donc « complémentaires ».

Par ailleurs, lors de l'inspection visuelle des matrices du modèle de vol, nous avons repéré plusieurs corps étrangers sur certains pixels. Ces particules sont probablement maintenues en place par des forces électrostatiques et elles resteront « accrochées » au pixel tout au long de la mission. Ces résidus sont de taille et de forme variables, ils proviennent très certainement de résidus de résine ou de colle utilisées lors de la fabrication des matrices. Ces résidus sont relativement petits, quelques dizaines de microns en général, mais leur capacité calorifique n'est pas forcément négligeable et elle s'ajoute quoi qu'il en soit à celle des absorbeurs. Nous nous attendons alors à ce que la constante de temps thermique ( $\tau_{th} = C_{th}/G_{th}$ ) de ces pixels soit rallongée. La figure 5.14 montre deux photographies d'un tel pixel « alourdi » ; nous voyons une vue rapprochée du corps étranger sur celle de droite, et sur l'autre nous avons une vue plus générale de la matrice qui nous permet de localiser le pixel<sup>10</sup> sur la carte de bande passante de la figure 5.13 ; sa fréquence de coupure est effectivement plus courte et semble aberrante par rapport à celle des pixels voisins.

Les mesures de constante de temps se sont avérées relativement difficiles à effectuer, et

<sup>10</sup>La matrice en question se trouve en haut au centre-gauche. En partant du pixel en bas à gauche de la matrice, le pixel lent est le septième à droite et le quatrième en haut.

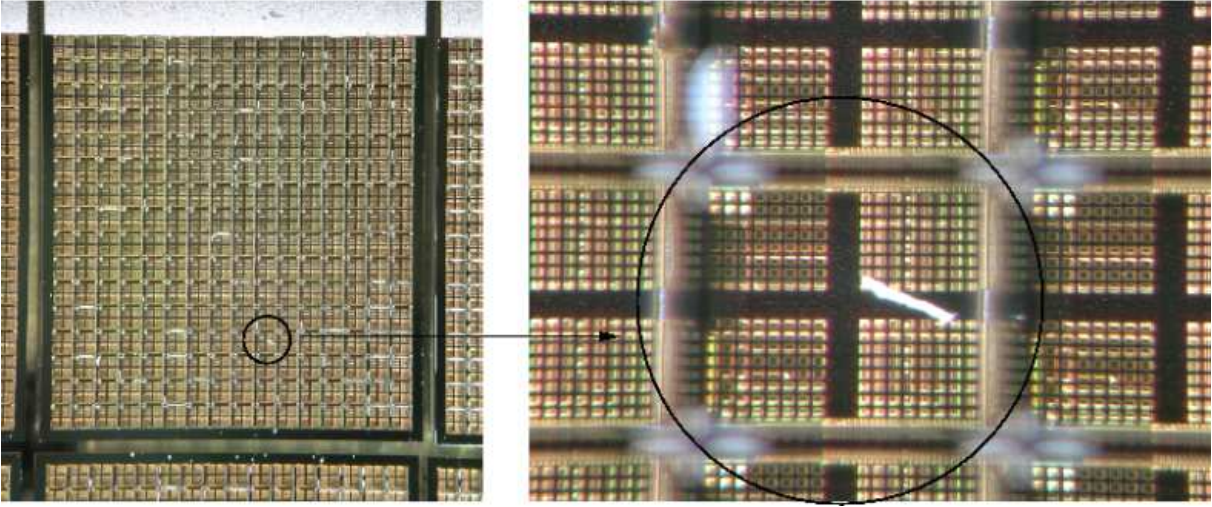


FIG. 5.14 Ces photographies ont été obtenues lors de l'inspection visuelle du BFP bleu avec une loupe binoculaire. Celle de gauche montre une matrice sur laquelle nous avons repéré un corps étranger accroché à un pixel (zoom sur la photographie de droite). Ce résidu augmente sensiblement la masse de l'absorbeur de sorte que la constante de temps du pixel s'en trouve rallongée (cf matrice du haut centre-gauche de la figure 5.13). Les reflets blancs visibles sur les murs inter-pixels sont très probablement des résidus de résine, leur présence ne change rien à la constante de temps des bolomètres.

nous devons maintenant prendre un peu de recul pour estimer la fiabilité de nos résultats. La difficulté majeure que nous avons rencontrée durant ces tests concernait le contrôle de la température du plan focal. En effet, nous utilisons un moteur cryogénique pas-à-pas pour actionner le chopper. Ce dispositif fonctionne parfaitement pour les faibles fréquences de modulation, par contre, il est nécessaire de sur-alimenter le moteur ( $\sim 20$  V) pour pouvoir moduler le signal à des fréquences supérieures à quelques Hz. Le problème est que, dans ce cas, le moteur dissipe beaucoup trop d'énergie au niveau du plateau optique. L'élévation de température qui s'ensuit est significative (plusieurs dizaines de mK) et perturbe les mesures de la façon suivante :

- L'impédance des bolomètres diminue selon l'équation (3.4), et la constante de temps  $\tau_{elec} = RC_{elec}$  se trouve alors involontairement raccourcie. Ceci mène à une sur-estimation de la fréquence de coupure.
- Le point de fonctionnement des résistances se déplace sur la courbe  $R(T)$  de la figure 3.8, le coefficient  $\alpha = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T}$  diminue. La réponse des bolomètres est donc plus faible lorsque le moteur chauffe le plan focal aux fréquences élevées. Ceci mène à une sous-estimation de la fréquence de coupure.
- Nous avons aussi observé une élévation de température d'un des deux corps noirs d'environ 1-2 K lorsque le chopper tourne trop vite ( $\nu_c \gtrsim 5$  Hz). Une telle différence de température changerait significativement le flux incident. Nous suspectons toutefois que cet échauffement ne soit pas réel mais plutôt dû à un problème de la sonde de température.

D'autre part, la détermination des constantes de temps suppose que la modulation de flux soit carrée. Or, nous savons que ce n'est pas exactement le cas, elle est plutôt lisse et asymétrique entre les deux plateaux chopper (cf figure 2 de l'annexe A.5). Ceci mène encore une fois à une sous-estimation de la fréquence de coupure.

Au bout du compte, nous estimons l'erreur des mesures présentées dans la figure 5.12 à environ 10-30 %. Les mesures dynamiques réalisées à Saclay n'étant manifestement pas très fiables, nous nous tournons vers les densités spectrales de bruit pour en extraire la fréquence de coupure du filtre.

### 5.3.3 Les mesures statiques

Calculer la rapidité de réponse d'un bolomètre à partir de mesures statiques peut paraître pour le moins surprenant, et pourtant, dans l'espace de Fourier, nous avons accès à l'évolution fréquentielle du signal sans avoir à moduler le flux incident. En réalité ce sont les bruits blancs générés par le bolomètre qui jouent le rôle « d'excitation » du signal à toutes les fréquences, et nous pouvons alors en théorie voir la signature du filtre passe-bas dans la densité spectrale de bruit d'un bolomètre. Prenons par exemple le cas du bruit Johnson pour lequel l'agitation thermique des électrons dans la résistance produit un bruit constant à toutes les fréquences ; les variations de tension plus rapides que la constante de temps du bolomètre se trouvent atténuées, et nous pouvons interpréter cela comme un ralentissement des électrons les plus rapides. Il en va de même pour le bruit thermique auquel cas le déplacement des phonons rapides est freiné par la constante de temps thermique, c'est-à-dire par les poutres qui connectent l'absorbeur au puits de chaleur. Nous allons donc modéliser le comportement des bolomètres dans l'espace de Fourier pour pouvoir en extraire l'information utile, c'est-à-dire la fréquence de coupure du filtre passe-bas.

D'après l'inventaire des sources de bruit que nous avons dressé dans la section 2.1.3, nous devons faire la distinction entre le bruit généré par le bolomètre lui-même et celui généré par son électronique de lecture. La bande passante de l'électronique basse impédance de PACS est de 1.5 kHz, nous considérons donc qu'il n'y a aucune information spectrale au-delà de cette fréquence. Le bruit de l'électronique est représenté par un bruit blanc de 0 à 1500 Hz sur lequel s'ajoute un bruit de la forme  $\beta_e/\nu^{\alpha_e}$  où le paramètre  $\alpha_e$  définit la pente de la remontée de bruit aux basses fréquences du spectre de l'électronique et  $\beta_e$  donne l'emplacement du coude de remontée. Le bruit du bolomètre est modélisé de la même façon, c'est-à-dire un bruit blanc et une remontée basse fréquence de la forme  $\beta_b/\nu^{\alpha_b}$ , mais il est en plus multiplié par un filtre passe-bas dont l'amplitude est donnée par l'équation (5.6). Puisqu'il s'agit de bruits non-corrélés, les spectres de l'électronique et du bolomètre sont ajoutés quadratiquement dans la bande de 1500 Hz. D'autre part, ce spectre simulé doit être comparé à une densité spectrale de bruit dont la fréquence de Nyquist est de 20 Hz, il faut donc le « replier<sup>11</sup> » pour le rendre comparable avec

<sup>11</sup>Dans l'espace de Fourier, l'énergie présente dans le signal à des fréquences supérieures à celle de Nyquist ( $1/(2 \times t_{mesure})$ ) est repliée dans la bande observée à la façon d'un accordéon, c'est-à-dire que chaque tronçon de 20 Hz présent dans le spectre de 1500 Hz est co-additionné, mais un tronçon sur deux doit être retourné avant la co-addition.

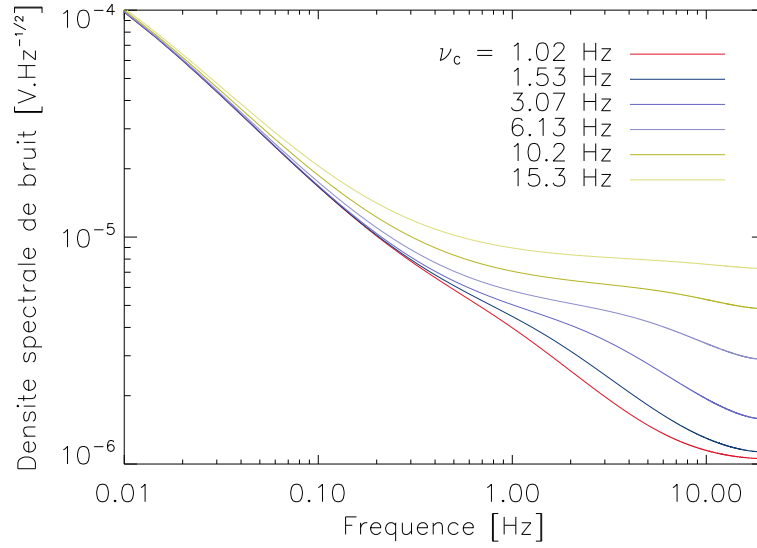


FIG. 5.15 Évolution des densités spectrales de bruit simulées pour différentes valeurs de la fréquence de coupure. Chaque spectre a été simulé pour des constantes de temps électrique et thermique identiques, les autres paramètres qui définissent le niveau de bruit et la remontée basse fréquence sont les mêmes pour toutes les courbes. Il semble que le niveau de bruit augmente avec la fréquence de coupure, ceci est dû au repliement du spectre : plus la fréquence de coupure augmente, plus l'énergie aux hautes fréquences se replie dans la bande observée.

les spectres mesurés. Au total, nous avons besoin de 8 paramètres que nous considérons indépendants pour modéliser les spectres de bruit : 3 pour le bruit de l'électronique, 3 pour le bruit du bolomètre et 2 pour le filtre passe-bas ( $\tau_e$  et  $\tau_{th}$ ). La figure 5.15 montre l'évolution des densités spectrales de bruit obtenues à partir de ce modèle lorsque la fréquence de coupure augmente. Ces courbes ont été réalisées avec les mêmes paramètres de bruit, seules les constantes de temps évoluent (avec  $\tau_e = \tau_{th}$  dans le cas présent). Le fait d'augmenter la fréquence de coupure  $\nu_c$  a pour conséquence d'ouvrir la bande passante et d'augmenter le niveau de bruit aux hautes fréquences.

D'autre part, nous avons mesuré des densités spectrales de bruit pour différentes tensions de polarisation dans le but de mettre en évidence l'évolution de la constante de temps des bolomètres. La figure 5.16 présente nos résultats pour des tensions comprises entre 1.8 et 3.5 V sur le BFP bleu. Pour obtenir ces spectres, nous avons pris des sous-échantillons de 4 minutes extraits de mesures de 3 heures, nous avons co-additionné les 45 spectres calculés, puis nous avons moyenné les spectres des pixels fonctionnels d'une même matrice du BFP bleu. Les spectres produits possèdent donc des fluctuations statistiques très faibles qui laissent apercevoir le déplacement de la fréquence de coupure vers les hautes fréquences lorsque la tension de polarisation augmente (cf figure 5.16). Pour déterminer la valeur de la fréquence de coupure de chacun de ces spectres, nous les avons ajusté avec le modèle présenté précédemment grâce à la

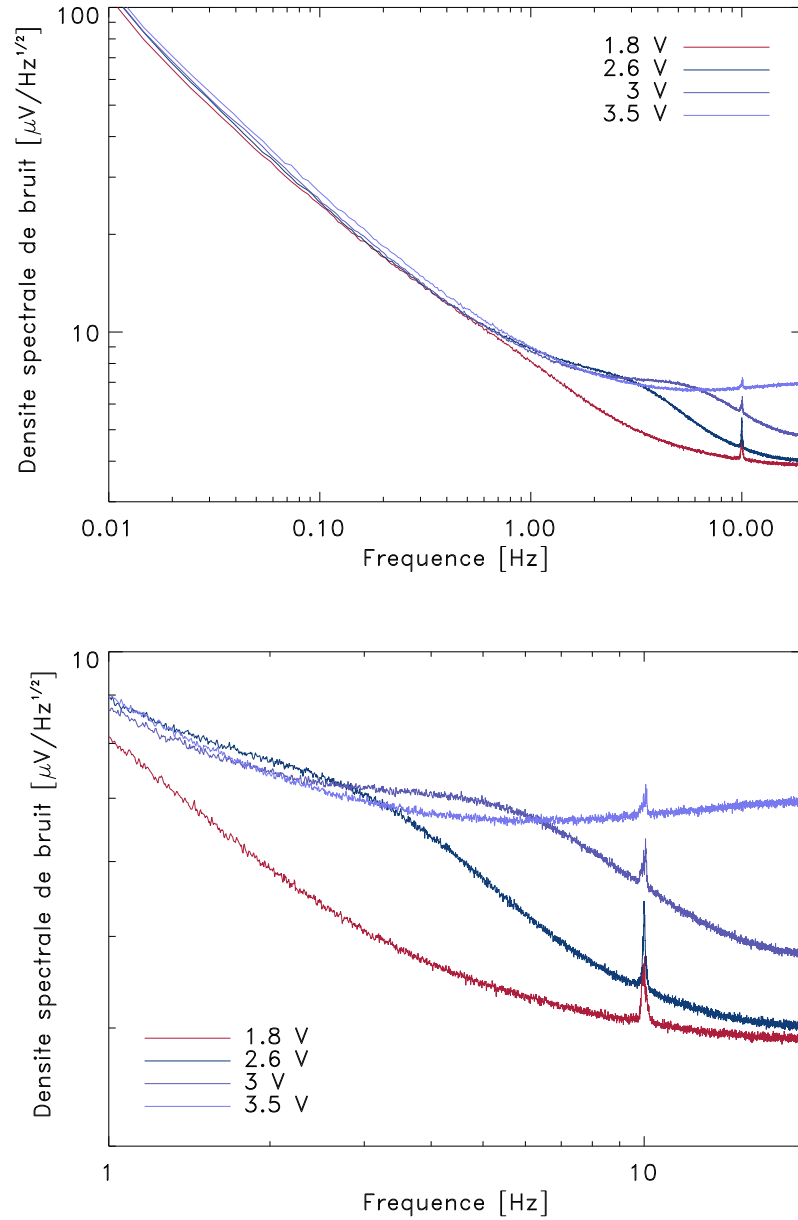


FIG. 5.16 Évolution de la densité spectrale de bruit mesurée en fonction de la tension de polarisation. Ces spectres sont obtenus sur des mesures de 3 heures pour un flux incident de 2 pW/pixel, ils sont de plus moyennés sur un BFP entier pour réduire les fluctuations statistiques. Les courbes du haut montrent que le bruit basse fréquence est indépendant de la tension. Le graphe du bas met en évidence le déplacement de la fréquence de coupure du filtre passe-bas des bolomètres. Plus la fréquence de polarisation augmente, plus les détecteurs sont rapides.



Tension de polarisation [V]	1.8	2.6	3.0	3.5
Bruit blanc électronique [ $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	0.013	0.011	0.013	0.028
Bruit blanc bolomètre [ $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	0.87	3.92	3.63	0.89
$\beta_e$ : Coude 1/f électronique [ $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	4.36	2.39	2.35	3.38
$\beta_b$ : Coude 1/f bolomètre [ $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	3.02	1.85	1.62	1.73
$\alpha_e$ : Exposant 1/f électronique	0.47	0.78	0.81	0.87
$\alpha_b$ : Exposant 1/f bolomètre	0.74	0.79	0.84	0.81
$\tau_e$ : Constante de temps électronique [ms]	177	42	10.6	1.28
$\tau_{th}$ : Constante de temps bolomètre [ms]	21	1.9	11.0	4.79
$\nu_c$ : Fréquence de coupure globale [Hz]	<b>0.88</b>	<b>3.78</b>	<b>9.49</b>	<b>31.2</b>

TAB. 5.1 Résultats des ajustements de densités spectrales de bruit en fonction de la tension de polarisation. Nous donnons les 8 paramètres nécessaires au modèle pour reproduire les spectres, ainsi que la valeur calculée de la fréquence de coupure globale des bolomètres. Voir le texte pour le détail des ajustements et l'interprétation de ces chiffres.

méthode du Simplex (Nedler and Mead 1965). Nous n'allons pas décrire le principe de fonctionnement du Simplex, le lecteur pourra se référer à l'article de Caceci and Cacheris (1984) pour plus de détails, mais notez toutefois que le Simplex permet de converger plus rapidement qu'une simple minimisation de  $\chi^2$  qui, elle, s'est avérée trop gourmande en temps de calcul dans notre cas d'étude. Le tableau 5.1 résume les résultats d'ajustement obtenus pour les quatre spectres présentés dans la figure 5.16.

Les fréquences de coupure calculées à partir des valeurs de  $\tau_e$  et  $\tau_{th}$  semblent en accord avec les spectres de la figure 5.16. Toutefois, il semble que les 8 paramètres soient d'une certainement manière dégénérés. Par exemple, une baisse de niveau de bruit blanc du bolomètre pourrait être compensée par une légère hausse du niveau de bruit blanc de l'électronique qui, lui, est replié 75 fois (1500 Hz replié dans une bande de 20 Hz).

Nous avons de plus identifié une raison pour laquelle le modèle ne peut reproduire exactement les spectres de bruit : les 8 paramètres ne sont pas indépendants comme nous l'avons supposé. Il faudrait donc affiner ce modèle simpliste en y injectant les relations physiques qui existent entre le niveau de bruit et la valeur de la constante de temps via les résistances thermique et électrique, par exemple, pour mieux contraindre les ajustements et remonter à des valeurs de bruit plus fiables. Remarquez également que notre approche ne peut être appliquée que pour des spectres dont les fluctuations statistiques sont très faibles. En effet il est difficile d'ajuster des spectres de pixels individuels comme celui présenté dans la figure 5.3, cette approche ne permet donc pas d'obtenir des cartes de constantes de temps ou de niveaux de bruit comme c'est le cas pour les mesures dynamiques.

Les mesures de constantes de temps par ajustement de densités spectrales de bruit représentent une approche originale et potentiellement intéressante pour extraire des informations quantitatives globales des matrices de bolomètres. Toutefois, dans son état actuel, le modèle nous permet seulement de confirmer l'évolution de la fréquence de coupure avec la tension de polarisation.

## 5.4 Analyse comparée DDCS/Direct

Dans les sections précédentes nous avons présenté le comportement des matrices de bolomètres de façon relativement générique. Nous proposons maintenant une analyse plus spécifique des performances des matrices en comparant les résultats de la procédure d'étalonnage dans les deux modes de lecture ainsi que pour les deux plans focaux bleu et rouge de PACS.

### 5.4.1 Le point sur les différents séquenceurs

Comme nous l'avons vu dans la section 3.3.2, la manière dont le signal bolométrique est acheminé vers BOLC est déterminée par le séquenceur. En mode direct, le PEL de chaque pixel est connecté en permanence au pont bolométrique. En mode DDCS, le PEL d'un même pixel voit son potentiel électrique alterner entre le point milieu et la tension de référence  $V_{ref}$  (cf figure 3.13) ; BOLC produit ensuite la différence des deux signaux. Il est également possible de programmer des séquenceurs dérivés des modes direct et DDCS pour étudier le comportement du circuit de lecture. L'annexe B montre les densités spectrales de bruit que nous avons mesurées pour 9 séquenceurs différents. De ces 9 spectres, nous en exploitons 3 qui sont particulièrement pertinents et révélateurs des performances des matrices : ce sont les spectres de bruit en mode DDCS, en mode direct sur  $V_{bolo}$  et en mode direct<sup>12</sup> sur  $V_{ref}$ . Nous présentons la densité spectrale de bruit de ces trois séquenceurs dans la figure 5.17.

En mode direct sur  $V_{ref}$ , nous mesurons en réalité la densité spectrale de bruit de toute la chaîne électronique. Le spectre présente une remontée basse fréquence en-dessous de 1 Hz due aux variations de gain et d'offset des transistors. Le niveau de bruit dans le régime de bruit blanc est de l'ordre de  $\sim 3 \mu V / \sqrt{Hz}$ , ce qui est en parfait accord avec les mesures de bruit *r.m.s.* de la section 4.2 ( $3 \mu V / \sqrt{Hz}$  dans une bande passante de 40 Hz donne environ  $19 \mu V$  en *r.m.s.* par le théorème de Parseval). En mode direct sur  $V_{bolo}$ , nous mesurons la densité spectrale de bruit du pont bolométrique et de l'électronique de lecture. Le niveau de bruit est plus élevé à cause de la contribution des thermistances (bruit Johnson et bruit de phonon), et le bruit basse fréquence est toujours présent.

Rappelons que le mode DDCS est une fonctionnalité qui a été introduite dans le circuit de lecture pour réduire le bruit en  $1/f$  de l'électronique froide (cf section 3.3.2). Nous nous attendons par conséquent à une diminution du coude de remontée basse fréquence et à un niveau de bruit blanc correspondant à la somme quadratique des bruits sur  $V_{bolo}$  et sur  $V_{ref}$ . Toutefois, la

<sup>12</sup>Il est en effet possible de bloquer les transistors  $V_{DEX}$  et  $CKRL$  de manière à échantillonner la tension de référence uniquement ; c'est d'ailleurs ce séquenceur que nous avons utilisé pour étalonner l'électronique de lecture (cf section 4.2).

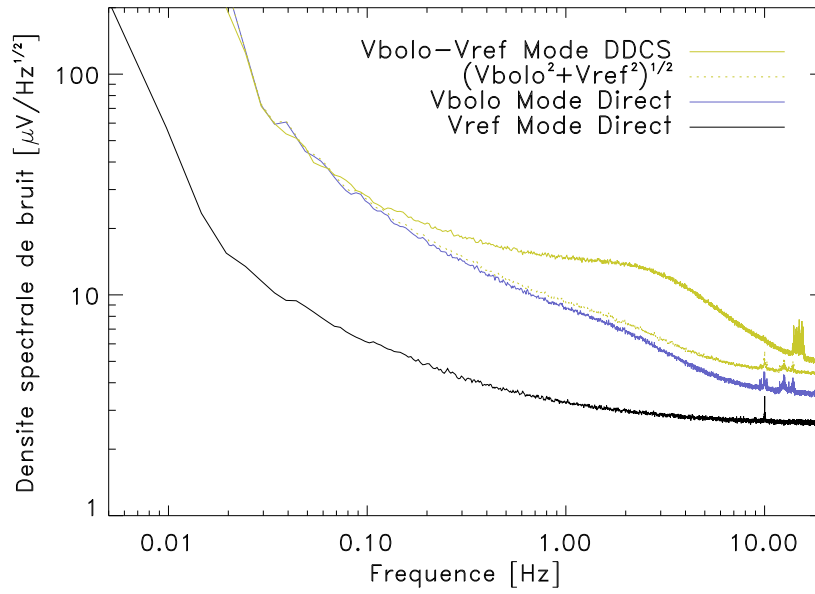


FIG. 5.17 Les trois spectres en trait plein ont été calculés à partir de mesures statiques de 30 minutes dans trois séquenceurs différents. Chaque spectre est la moyenne spatiale des 256 spectres d'une même matrice. La courbe du bas représente la densité spectrale de bruit mesurée en mode direct en échantillonnant seulement la tension  $V_{ref}$ , c'est le spectre de l'électronique de lecture. La courbe bleue correspond au séquenceur que nous appelons mode Direct, seul le signal bolométrique  $V_{bolo}$  est échantillonné. La courbe intitulée  $(V_{bolo}^2 + V_{ref}^2)^{1/2}$  représente la somme quadratique des contributions  $V_{ref}$  et  $V_{bolo}$ , c'est le spectre « théorique » que nous devrions obtenir aux hautes fréquences en mode de lecture DDSCS. La courbe du haut montre la densité spectrale de bruit effectivement mesurée en mode DDSCS.

figure 5.17 montre que le mode DDCS présente un excès de bruit aux hautes fréquences (par rapport au spectre en pointillé sur la figure), et que le bruit en  $1/f$  est sensiblement le même en mode direct et en mode DDCS. Cela signifie d'une part qu'il existe une source de bruit supplémentaire responsable de l'excès aux hautes fréquences, et d'autre part que le bruit en  $1/f$  n'est pas généré par l'électronique de lecture mais plutôt en amont du circuit, c'est-à-dire par les bolomètres aux-mêmes. La modulation électrique du mode DDCS filtre en effet les dérives de l'électronique de lecture jusqu'à une fréquence de 1280 Hz en réalisant la différence ( $V_{ref} - V_{bolo}$ ), et les dérives basse fréquence qui persistent proviennent forcément des composants qui se trouvent en amont des transistors  $V_{DECX}$  et  $CKRL$ , c'est-à-dire des ponts bolométriques. La figure 5.17 montre que le mode DDCS est plus « bruyant » que le mode direct à toutes les fréquences, et que son intérêt en terme de stabilisation du signal est nul. Notez toutefois que le mode DDCS est potentiellement intéressant car il permet de filtrer efficacement les perturbations électromagnétiques qui seraient captées au niveau du circuit de lecture. Par exemple, l'environnement de travail dans le laboratoire génère un bruit à 50 Hz relativement important qui se traduit par un pic d'énergie à 10 Hz dans les spectres de bruit que nous mesurons. Nous retrouvons effectivement ce pic en mode direct sur la figure 5.17, alors qu'il est totalement absent en mode DDCS.

#### 5.4.2 Mesures de bruit

Pour trouver l'origine de l'excès de bruit du mode DDCS que nous avons mis en évidence dans la figure 5.17, nous exploitons la richesse des données récoltées lors de la procédure d'étalonnage comme outil diagnostique. La figure 5.18 présente l'évolution du bruit en fonction de la tension de polarisation et du flux incident en mode direct et en mode DDCS pour les deux BFP. Le niveau de bruit indiqué sur l'axe des ordonnées correspond au bruit mesuré à 3 Hz dans une bande passante de 1 Hz sur des spectres similaires à ceux de la figure 5.17. Nous avons déjà analysé les courbes de bruit en mode direct dans la section 5.1.2, mais l'évolution du bruit en mode DDCS est très différente. Nous trouvons un fort excès de bruit aux basses tensions de polarisation quelque soit la couleur du BFP ; alors qu'au delà de  $\sim 2.5$  V pour le bleu et de  $\sim 1.8$  V pour le rouge, le niveau de bruit en mode DDCS devient cohérent avec celui en mode direct (c'est-à-dire somme quadratique des contributions  $V_{ref}$  et  $V_{bolo}$ ).

Nous attribuons cette différence de comportement à la présence de charges parasites au niveau du circuit de lecture ainsi qu'à la très haute impédance des bolomètres. Nous pensons en effet qu'un nombre aléatoire de charges est injecté dans les ponts bolométriques à chaque commutation des transistors  $V_{DECX}$  et  $CKRL$  (cf schéma électronique, figure 3.11), et que le temps nécessaire à ces charges pour s'écouler dans les thermistances dépend de l'impédance du circuit et donc de la tension de polarisation. Aux basses tensions, lorsque les bolomètres sont très résistifs et donc relativement « lents », le potentiel du PEL n'est pas encore établi lors de la conversion de  $V_{bolo}$  par BOLC (cf figure 3.13) de sorte que le signal dépend du nombre de charges injectées, d'où l'excès de bruit présent aux basses tensions sur la figure 5.18. Aux fortes tensions, les bolomètres sont moins impédants, les charges s'écoulent plus rapidement et le signal ne dépend plus du nombre de charges injectées au moment de la conversion par BOLC,

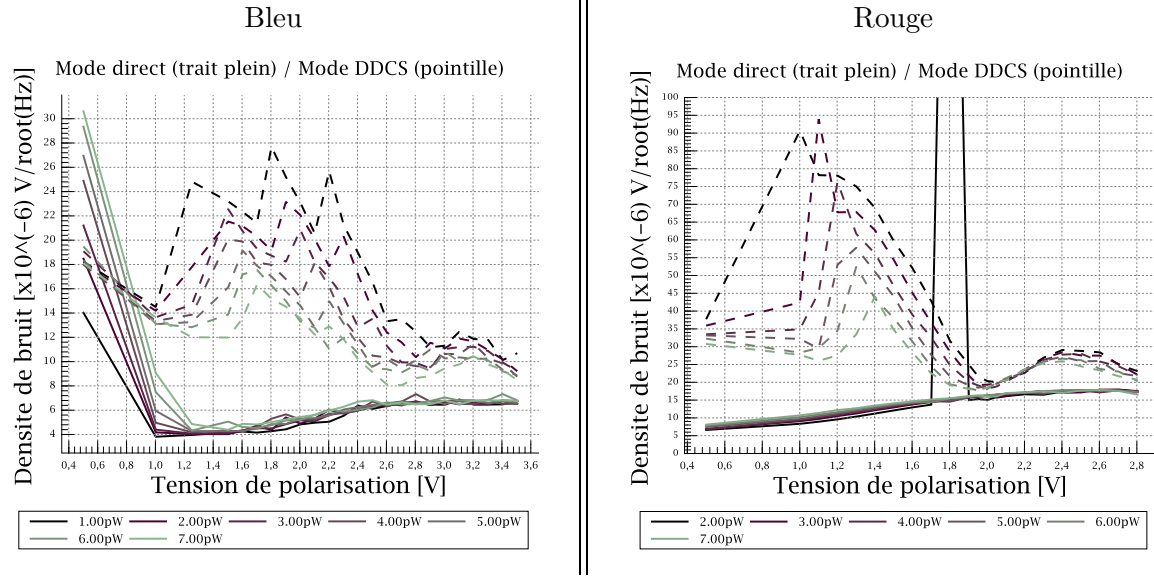


FIG. 5.18 Comparaison du niveau de bruit mesuré à 3 Hz en mode DDCS et direct pour les BFP bleu et rouge. Évolution du bruit moyenné sur une matrice entière en fonction de la tension de polarisation et du flux incident. En mode DDCS, l'électronique de lecture injecte des charges parasites qui se traduisent par un excès de bruit aux basses tensions de polarisation lorsque la constante de temps des bolomètres est trop courte par rapport à la fréquence d'échantillonnage. Le niveau de bruit mesuré dans les deux modes devient comparable pour des tensions supérieures à 2.5 V (2 V) sur le BFP bleu (rouge), c'est-à-dire lorsque les bolomètres sont suffisamment rapides pour écouler les charges parasites avant l'échantillonnage du signal.

l'électronique froide ne perturbe plus la lecture du signal.

Notez par ailleurs qu'un autre phénomène tend à réduire les perturbations lorsque la tension de polarisation augmente. En effet, pour un nombre donné de charges injectées, la loi d'Ohm implique que les perturbations en tension diminuent à mesure que la résistance équivalente du pont bolométrique diminue. Cependant, nous ne pouvons pas quantifier ce phénomène sans une modélisation complète du système, c'est-à-dire l'injection de charges et l'évolution de la résistance équivalente avec la tension de polarisation.

Notez également que la tension à laquelle le bruit en mode DDCS rejoint celui en mode direct est inférieure pour le BFP rouge (1.8 V) que pour le BFP bleu (2.5 V) car il est moins impédant par construction (cf section 3.2.2), et donc plus rapide.

### 5.4.3 Mesures de réponse

La réponse des bolomètres est également affectée par le mode de lecture DDCS. La figure 5.19 montre l'évolution de la réponse des BFP bleu et rouge en fonction de la tension de polarisation et du flux incident. Les courbes de réponse en mode DDCS présentent les mêmes caractéristiques générales que les courbes en mode direct : la réponse augmente avec la tension de polarisation jusqu'à ce que l'impédance des bolomètres chute à cause des effets de champ et de la

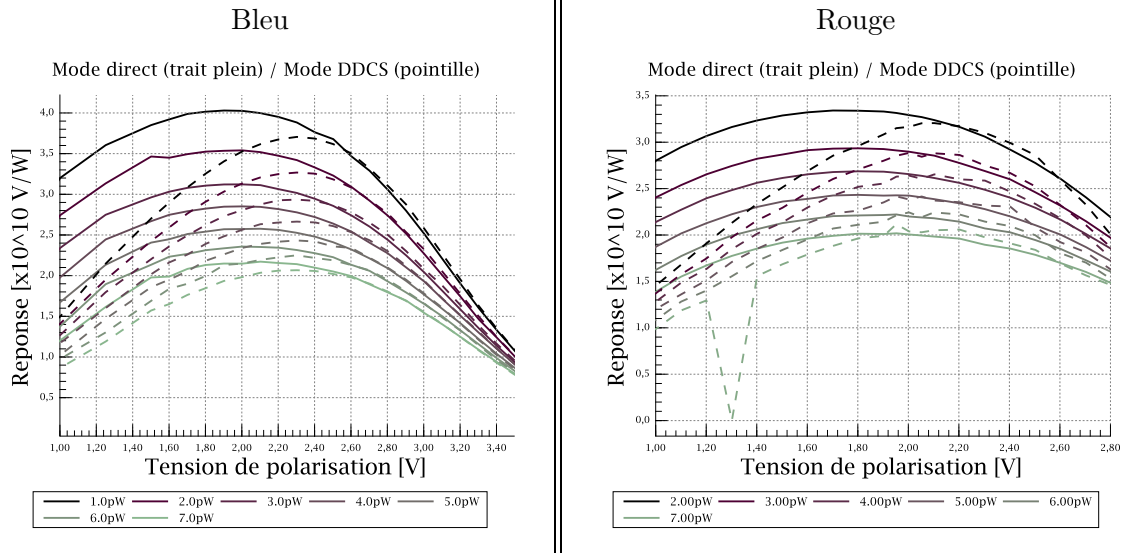


FIG. 5.19 Comparaison de la réponse dynamique en mode DDCCS et direct pour les BFP bleu et rouge. Évolution de la réponse moyennée sur une matrice entière en fonction de la tension de polarisation et du flux incident. En mode DDCCS, les réponses sont sous-estimées aux basses tensions car le signal est échantillonné lors d'un régime transitoire entre  $V_{ref}$  et  $V_{bolo}$ . Comme pour la figure 5.18, les deux modes présentent des performances identiques pour des tensions supérieures à 2.5 V (2 V) sur le BFP bleu (rouge).

dissipation Joule (cf section 5.1.1). Les deux familles de courbes sont parfaitement superposées pour les fortes tensions de polarisation alors que la réponse en mode DDCCS est systématiquement sous-estimée aux basses tensions. Nous pensons que la constante de temps des bolomètres est encore une fois responsable des différences de réponse direct/DDCCS.

En mode direct, le PEL d'un pixel reste au potentiel du point milieu en permanence, et tant que la période de modulation du flux incident est inférieure à la constante de temps des bolomètres, la mesure de réponse n'est pas biaisée. En mode DDCCS, le potentiel électrique du PEL alterne entre  $V_{ref}$  et  $V_{bolo}$  en suivant des exponentielles décroissantes (cf schéma de la figure 3.13). Si la constante de temps électrique des bolomètres est plus longue que la période d'échantillonnage du signal alors le point milieu est converti avant qu'il ait atteint sa valeur asymptotique, c'est-à-dire la valeur du point milieu qui correspond au flux incident. Dans ce cas la réponse est sous-estimée. Par contre, aux fortes tensions de polarisation, lorsque les bolomètres sont suffisamment rapides, la conversion du signal a lieu après le régime transitoire et la vraie réponse est alors mesurée. La figure 5.20 montre l'évolution du PEL d'un pixel plus ou moins rapide et illustre cet effet de sous-estimation de la réponse.

Comme pour les mesures de bruit présentées dans la section précédente, le régime où les courbes de réponse en mode DDCCS et direct deviennent cohérentes se trouve aux alentours de 2.5 V sur le BFP bleu et de 2.0 V sur le rouge. Notez que cette tension varie légèrement avec la valeur du flux incident ; en effet, l'impédance des thermomètres diminue à mesure que le flux augmente, les bolomètres sont alors légèrement plus rapides pour les forts flux.

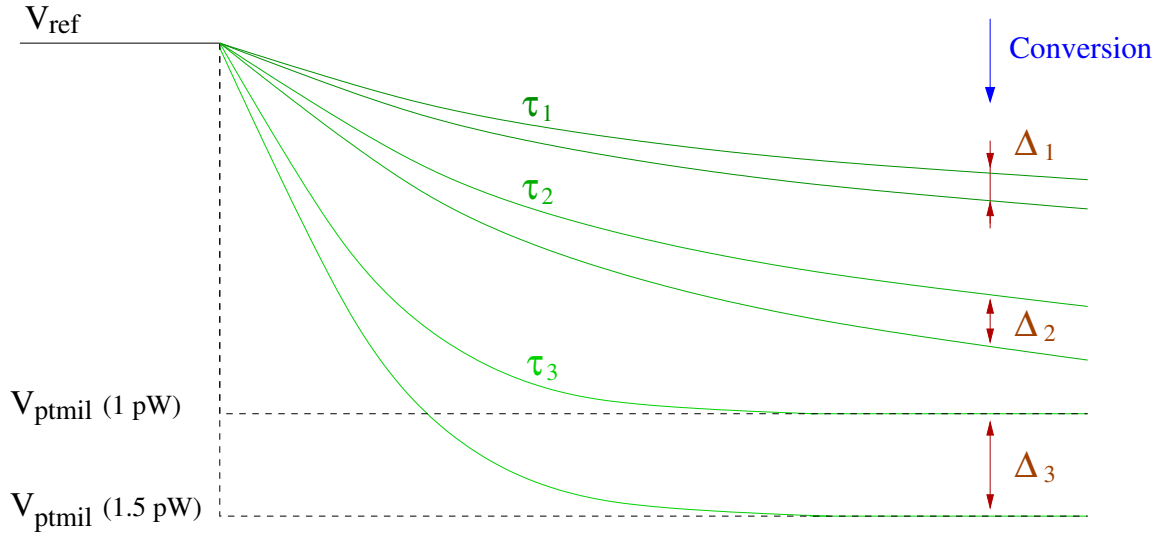


FIG. 5.20 Schéma montrant la sous-estimation de la réponse en mode DDCCS pour les longues constantes de temps. Le potentiel électrique du PEL passe de  $V_{ref}$  à  $V_{ptmil}$  avec un temps caractéristique  $\tau$  (cf figure 3.13). Chaque couple de courbes correspond à une tension de polarisation donnée, c'est-à-dire à une constante de temps donnée où  $\tau_1 > \tau_2 > \tau_3$ . La courbe supérieure de chaque couple tend vers une première valeur de point milieu  $V_{ptmil}(1\text{pW})$ , l'autre vers  $V_{ptmil}(1.5\text{pW})$ . Au moment de la conversion du signal par BOLC, la variation de signal  $\Delta = |V_{ptmil}(1\text{pW}) - V_{ptmil}(1.5\text{pW})|$  correspondant à la modulation de flux donne  $\Delta_1 < \Delta_2 < \Delta_3$ . La réponse est sous-estimée lorsque la constante de temps est plus longue que la période d'échantillonnage.

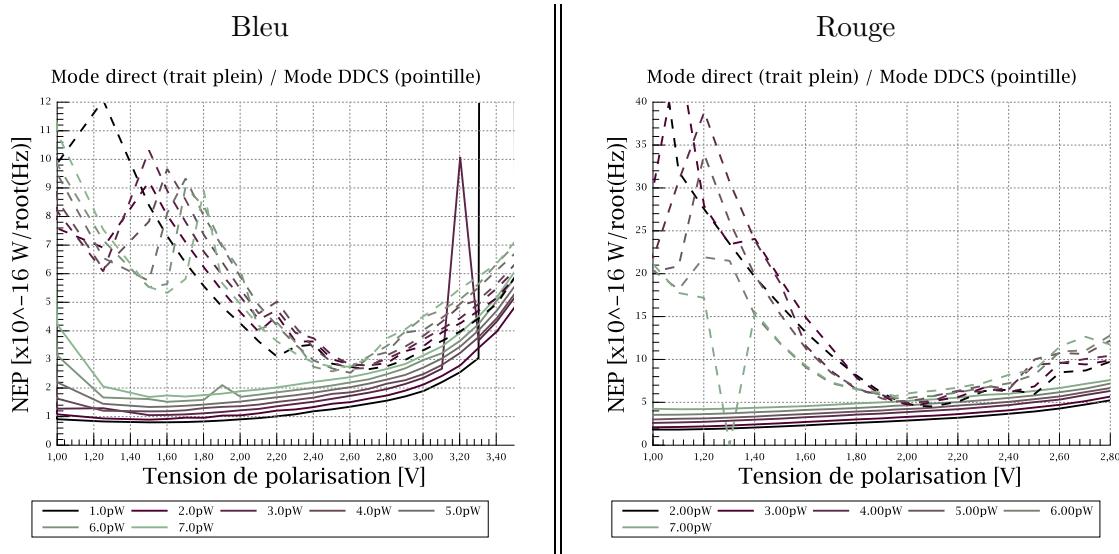


FIG. 5.21 Comparaison de la NEP en mode DDCS et direct pour les BFP bleu et rouge. Évolution de la NEP moyennée sur une matrice entière en fonction de la tension de polarisation et du flux incident. À cause de l'excès de bruit et de la sous-estimation de réponse, la NEP optimale en mode DDCS se trouve autour de 2.6 V sur le BFP bleu et de 2 V sur le rouge.

#### 5.4.4 Sensibilité

La NEP des bolomètres étant le rapport du bruit et de la réponse (section 5.1.3), nous la calculons simplement à partir des données présentées dans les figures 5.18 et 5.19. Nous montrons l'évolution de la NEP en fonction de la polarisation, du flux, du mode de lecture et de la couleur du BFP dans la figure 5.21. Notez que plus de 150 heures de mesures ont été nécessaires pour obtenir ces courbes, ce qui représente quelques 1300 configurations testées.

En mode direct (DDCS), le minimum de NEP se trouve à une polarisation de  $\sim 1.6$  V (2.7 V) sur le BFP bleu et de 1 V (2 V) sur le rouge. Ces tensions sont plus élevées en mode DDCS à cause de l'excès de bruit et de la sous-estimation de la réponse aux basses tensions de polarisation. Le tableau 5.2 résume les valeurs de NEP obtenues dans les deux modes pour une tension de polarisation de 2.7 V sur le BFP bleu et de 2 V sur le rouge. Nous avons choisi de donner les performances en mode direct pour les mêmes tensions qu'en mode DDCS car la constante de temps des bolomètres est trop longue aux faibles tensions de polarisation (cf section 5.3). Ces NEP ont été extraites de la figure 5.21 pour des flux de 2.75, 1.54 et 2.52 pW/pixel sur les voies bleue, verte et rouge respectivement.

### 5.5 Résultats récents

Nous sommes maintenant arrivés au bout de la procédure d'étalonnage telle que nous l'avions décrite dans la section 4.1.2. Nous avons mesuré les performances du Photomètre PACS, nous avons également exploré de manière systématique le comportement des détecteurs. Notre



Bande PACS [ $\mu\text{m}$ ]	72.5	107.5	170
Mode direct [ $\times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	1.9	1.6	3.3
Mode DDCS [ $\times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	4.7	4.7	6.4

TAB. 5.2 NEP mesurée dans les trois bandes spectrales du Photomètre PACS pour une tension nominale de 2.7 V sur le BFP bleu et de 2.0 V sur le BFP rouge.

compréhension des matrices de bolomètres s’est considérablement accrue au fil de la campagne d’étalonnage, et certains résultats ont d’ailleurs révélé de nouveaux problèmes liés notamment à l’électronique de lecture et à la grande impédance des bolomètres.

Cette section est consacrée aux derniers ajustements que nous avons pu réaliser sur le modèle de vol du Photomètre PACS juste avant sa livraison à l’ESA. Nous abordons en particulier les problèmes d’injection de charges en mode DDCS, de cross-talk électrique et de mesure de constantes de temps. Nous présentons également les courbes IV que nous avons récemment mesurées sur le modèle de rechange PACS grâce à une technique astucieuse qui nous a été soufflée par le concepteur des matrices de bolomètres, Patrick Agnès.

### 5.5.1 Le séquenceur du mode DDCS

Maintenant que nous avons exécuté avec succès la procédure d’étalonnage, nous pouvons revenir sur les réglages secondaires que nous avons dû fixer de façon empirique au début de la procédure (cf section 4.1.2).

Nous avons en particulier testé un nouveau séquenceur qui permet d’inhiber les injections de charges dans les ponts bolométriques en mode DDCS. L’idée est d’ouvrir le transistor *VDECX*, c’est-à-dire d’isoler électriquement le circuit de détection (cf figure 3.11), lors des commutations du transistor *CKRL* qui ont lieu juste avant et juste après la lecture du signal  $V_{ref}$ ; de cette manière les charges générées par *CKRL* ne peuvent s’écouler dans les ponts bolométriques. Un rapport de test publié récemment (Sauvage and Okumura 2007) montre que le nouveau séquenceur ne modifie pas la forme générale des densités spectrales de bruit, mais que le niveau de bruit est globalement plus bas. Nous obtenons une diminution maximum de la NEP de 40% pour le BFP rouge à une tension de 1.6 V. Pour les plus fortes tensions, le gain en sensibilité du nouveau séquenceur est moindre puisque les bolomètres deviennent suffisamment rapides pour écouler les charges parasites (cf figure 5.18). Par exemple pour la tension de polarisation optimale (2 V), l’amélioration est de 20% « seulement »; ce qui représente tout de même un gain de 35% sur le temps d’observation pour atteindre une sensibilité donnée.

Nous avons par ailleurs testé différents réglages pour les tensions *VDECX* et *CKRL* dans le but de réduire le nombre de charges libérées lors des commutations des transistors. En effet, le seuil des transistors MOS est de l’ordre de 500 mV à 300 mK, alors que le réglage par défaut que nous avons choisi correspondait à une différence de potentiel de 2 V. Cette sur-polarisation assure le fait que tous les transistors sont dans un état passant même pour

une dispersion des points milieux de 400 mV. Cependant, une telle tension est relativement élevée pour les transistors, et nous pensons diminuer le phénomène d'injection de charges en abaissant les tensions  $VDECX$  et  $CKRL$ . Nous avons testé 64 couples ( $VDECX, CKRL$ ) pour la tension de polarisation optimale, et il apparaît que le couple (1.6 V, 1.6 V) offre un point de fonctionnement optimum, c'est-à-dire que les transistors sont toujours passants et que le niveau de bruit est considérablement réduit. Koryo Okumura a montré que le gain est de 20 à 50% sur la NEP suivant la matrice considérée.

Le résultat de ces deux tests confirme notre interprétation selon laquelle l'excès de bruit aux basses tensions de polarisation est dû à des injections de charges parasites par les transistors  $VDECX$  et  $CKRL$ . Toutefois, les améliorations apportées par ces nouveaux réglages/séquenceur ne sont pas a priori cumulables. En effet, le séquenceur inhibe le transfert de charges vers les ponts bolométriques alors que les réglages ( $VDECX, CKRL$ ) brident la création de ces charges. Malgré cela, nous pouvons assurer une amélioration minimum de 20% sur la sensibilité du mode DDCS.

### 5.5.2 La fréquence d'échantillonnage

D'après l'analyse proposée dans la section 5.4, l'excès de bruit ainsi que la sous-estimation de la réponse en mode DDCS sont dus à la trop longue constante de temps des bolomètres aux basses tensions de polarisation<sup>13</sup>. Nous avons effectivement montré que ces effets disparaissaient lorsque les bolomètres devenaient suffisamment rapides.

L'autre alternative qui nous permettrait de tester notre interprétation consiste à décaler le moment où BOLC convertit le signal. En effet, pour une constante de temps donnée, diminuer la fréquence d'échantillonnage du signal laisse aux points milieux plus de temps pour s'établir et aux charges parasites pour s'écouler dans le circuit.

Durant la dernière phase de test du Photomètre PACS, nous avons réalisé des mesures de bruit pour une fréquence d'échantillonnage de 20 Hz. Nous montrons l'évolution des densités spectrales de bruit avec la tension de polarisation dans la figure 5.22. Pour les faibles tensions, nous constatons une réduction de l'excès de bruit par rapport aux mesures effectuées à 40 Hz. Cela confirme que pour les faibles tensions et une fréquence de 40 Hz, la conversion du signal par BOLC a lieu dans le régime transitoire de  $V_{ref}$  à  $V_{ptmil}$ , cela signifie que la constante de temps électrique du circuit est plus longue que 25 ms.

D'autres tests de ce type étaient prévus lors de la campagne détalonnage (mesures de bruit et de réponse pour plusieurs fréquences d'échantillonnage), mais des contraintes de planning ainsi que des problèmes de compression à bord (SPU) nous ont empêché de poursuivre. Ces tests pourront cependant être réalisés sur le modèle de rechange du photomètre.

---

<sup>13</sup>Les injections de charges parasites sont à l'origine de l'excès de bruit, mais elles sont révélées par la constante de temps des bolomètres

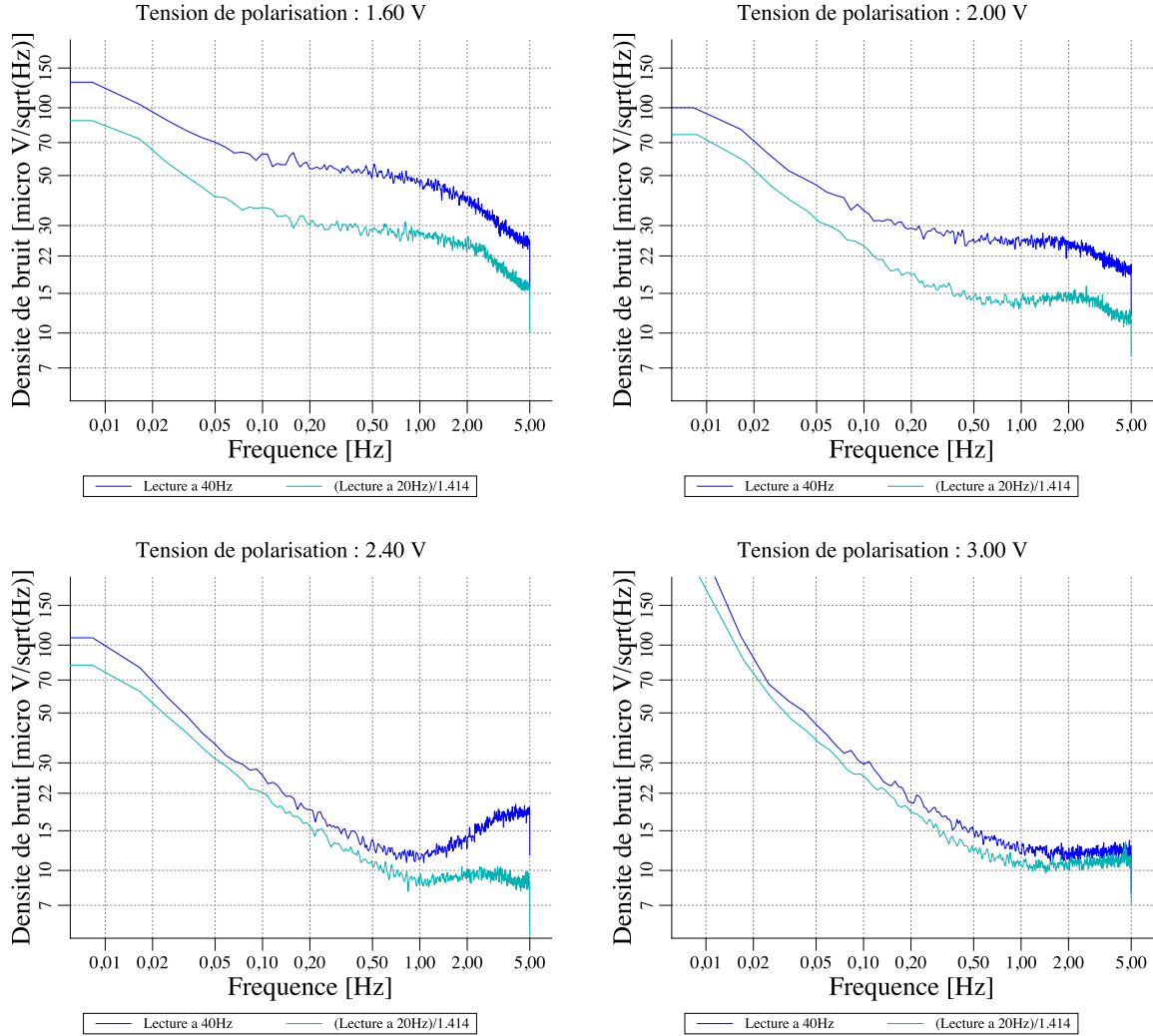


FIG. 5.22 Densités spectrales de bruit moyennées sur une matrice bleue pour deux fréquences d'échantillonnage et quatre tensions de polarisation. Les spectres échantillonnés à 20 Hz sont divisés par  $\sqrt{2}$  pour les rendre comparables avec ceux échantillonnés à 40 Hz. Pour les fortes polarisations, c'est-à-dire pour des courtes constantes de temps, les deux spectres se superposent. Pour les faibles polarisations, l'excès de bruit apparaît pour les mesures réalisées à 40 Hz : la constante de temps est alors plus longue que la période d'échantillonnage (25 ms) et elle révèle les injections de charges parasites. Ces spectres ont été obtenus en mode DDCS pour un flux de 1.5 pW/pixel.

Tension de polarisation (bleu/rouge) [V]	1.8/1.4	2.6/2.0	3.2/2.5
Fréquence de coupure matrice bleue [Hz]	2.5	6	9.5
Fréquence de coupure matrice rouge [Hz]	5.5	9	> 10

TAB. 5.3 Fréquence de coupure mesurée sur le banc de test PACS pour trois valeurs de tension de polarisation.

### 5.5.3 Le cross-talk électrique

Durant la campagne d'étalonnage de l'instrument PACS, nous avons mis en évidence une forte corrélation entre certains pixels du BFP rouge lorsqu'ils étaient fortement illuminés, avec entre autre l'expérience présentée dans la figure 1.18 ou encore en effectuant des balayages du champ de vue avec fort gradient d'illumination. Le BFP bleu semble toutefois ne pas souffrir de cette corrélation. Nous pensons que ce cross-talk entre pixels est d'origine électrique plutôt qu'optique. En effet, lorsque le circuit de lecture moyenne impédance est sous-alimenté, l'électronique n'est pas suffisamment rapide pour multiplexer le signal correctement, certains pixels d'une même colonne de lecture voient donc leur potentiel électrique fortement corrélé.

Nous avons donc réalisé des mesures supplémentaires pour quantifier la corrélation entre le cross-talk et le courant  $I_{VSS}$  qui circule dans le circuit de lecture moyenne impédance. Koryo Okumura a analysé ces tests et a trouvé que le cross-talk disparaissait pour un courant  $I_{VSS}$  de 150 nA sur le BFP rouge.

Notez que les BU du BFP bleu contiennent chacun deux matrices de bolomètres, et que le courant par défaut fixé au début de la campagne était de 300 nA sur le BFP bleu, c'est-à-dire 150 nA sur chacune des matrices d'un même BU, et de 100 nA sur le BFP rouge. Le BFP bleu était donc correctement alimenté, ce qui explique pourquoi nous n'avons pas observé de cross-talk, alors que le BFP rouge était sous-alimenté.

### 5.5.4 Les mesures de constante de temps

Dans la section 5.3.2, nous avons montré que les mesures dynamiques de la constante de temps réalisées sur le banc de test de Saclay n'offraient qu'une précision de  $\sim 30\%$  à cause de l'environnement thermique et du matériel utilisé. Nous avons donc répété ces mesures sur le banc de test<sup>14</sup> de l'instrument PACS qui est a priori plus stable du fait de la faible dissipation du chopper interne et de la stabilité des sources lumineuses internes. Nous présentons l'évolution de l'amplitude modulée en fonction de la fréquence de modulation dans la figure 5.23. Le tableau 5.3 donne la valeur de la fréquence de coupure trouvée pour les trois tensions de polarisation testées. Notez que ces valeurs sont sensiblement supérieures à celles trouvées lors des tests effectués à Saclay (cf figure 5.12); la cause invoquée étant la surchauffe du plateau optique aux hautes fréquences de modulation (cf section 5.3.2).

<sup>14</sup>Le banc de test de l'instrument PACS est également appelé OGSE pour *Optical Ground Segment Equipment*

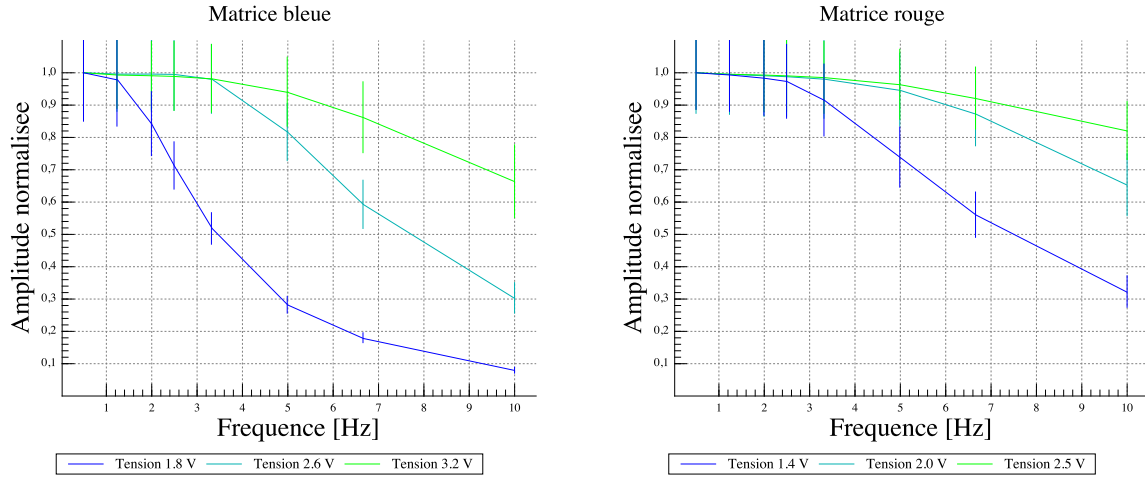


FIG. 5.23 Mesures dynamiques de la constante de temps réalisées au MPE avec le PhFPU intégré dans l'instrument PACS. Le protocole de test est le même que celui présenté dans la section 5.3.2. Les barres d'erreurs indiquent la déviation standard des amplitudes mesurées sur la matrice. Les résultats sont plus fiables que ceux présentés dans la section 5.3.2 car l'environnement thermique du cryostat de test PACS est beaucoup plus stable (le chopper interne dissipe très peu). La fréquence de coupure augmente avec la tension de polarisation. Les matrices rouges étant moins impédantes que les bleues par construction, leur fréquence de coupure est plus élevée ( $\tau = \frac{1}{2\pi RC}$ ).

Malgré la stabilité du banc de test PACS, il reste toutefois un biais dans la mesure de la fréquence de coupure. En effet, comme nous l'avons illustré dans la figure 5.11, le chopper interne PACS est synchronisé sur l'acquisition du signal de sorte que l'amplitude de modulation est systématiquement sous-estimée pour les hautes fréquences de modulation. Par exemple, un signal modulé à 10 Hz avec le chopper interne PACS ne contient que 2 points de mesures par plateau chopper, les extrema du signal risquent donc de ne pas être échantillonnés. Les données contiennent pourtant l'information utile, mais il serait nécessaire de modéliser le comportement du signal modulé pour en extraire la fréquence de coupure avec plus de précision. Toutefois, les résultats obtenus lors de ce test sont suffisamment représentatifs pour prédire les performances observationnelles du Photomètre PACS (cf section 6.4).

### 5.5.5 Les courbes IV globales

Dans cette dernière section, nous présentons des résultats obtenus récemment par Louis Rodriguez. Il s'agit de mesures de courbes I-V globales réalisées sur le modèle de rechange du BFP bleu<sup>15</sup>. Dans la section 4.1.1, nous avons expliqué que le circuit de lecture des matrices ne permet pas de mesurer le courant qui circule dans chacun des pixels, c'est pour cela que nous avons opté pour la mesure de points milieux pour explorer le comportement individuel des

<sup>15</sup>Les matrices qui équipent le modèle de rechange du BFP bleu sont du même type, c'est-à-dire du même dopage, que les matrices du modèle de vol du BFP rouge.

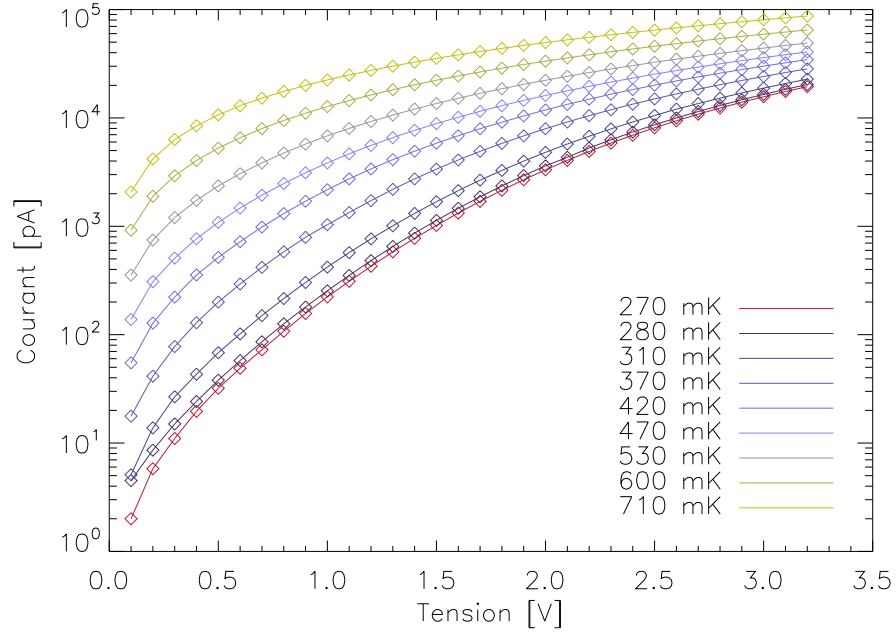


FIG. 5.24 Courbes I-V globales mesurées sur le BFP bleu du modèle de recharge du Photomètre PACS, c'est-à-dire pour 512 résistances montées en parallèle. Les points de mesure inférieurs à 10 pA ne sont pas représentatifs puisqu'ils sont du même ordre de grandeur que la précision de l'électromètre utilisé pour les mesurer.

bolomètres. Cependant, Patrick Agnès nous a suggéré une manière de mesurer le courant total qui circule dans un groupe de matrices en connectant un électromètre entre les bornes  $V_h$  et  $V_{ref}$  (cf figure 3.11). Nous pouvons ainsi mesurer le courant qui circule dans les 512 résistances de référence d'un même BU. Ces résistances étant montées en parallèle, il est nécessaire de diviser par 512 le courant mesuré pour obtenir le courant moyen circulant dans une seule résistance, d'où le terme de globales pour qualifier les courbes I-V mesurées. La figure 5.24 montre ces courbes pour différentes températures de la source froide<sup>16</sup>. Notez que les mesures inférieures à 10 pA ne sont pas fiables du fait de l'extrême faiblesse des courants mis en jeu ( $R > 10^{13} \Omega$ ).

À partir de ces données, L. Rodriguez a extrait les paramètres des thermistances, à savoir  $R_0$ ,  $T_0$  et  $L(T)$  (cf équation 3.4). Il a ensuite injecté ces paramètres dans le modèle de bolomètres développé par V. Revéret (Revéret 2004) pour reproduire les courbes de rapports d'impédance mesurés durant l'étalonnage du Photomètre PACS (cf figure 4.9). Il a ainsi pu calculer d'autres paramètres physiques des bolomètres tels que la température de l'absorbeur, la puissance électrique dissipée ou encore la valeur de la constante de temps électrique en fonction de la tension de polarisation et du flux incident. Quelques résultats préliminaires obtenus avec le modèle sont présentés dans la figure 5.25. Bien que ces résultats soient globaux, ils restent très intéressants car ils nous donnent accès à des informations que nous ne pouvons extraire des

<sup>16</sup>La température de la source froide n'étant pas asservie, l'erreur associée aux mesures de température est de l'ordre du mK.

rapports d'impédance seuls. Le raffinement du modèle et l'interprétation de ces courbes sont en cours.

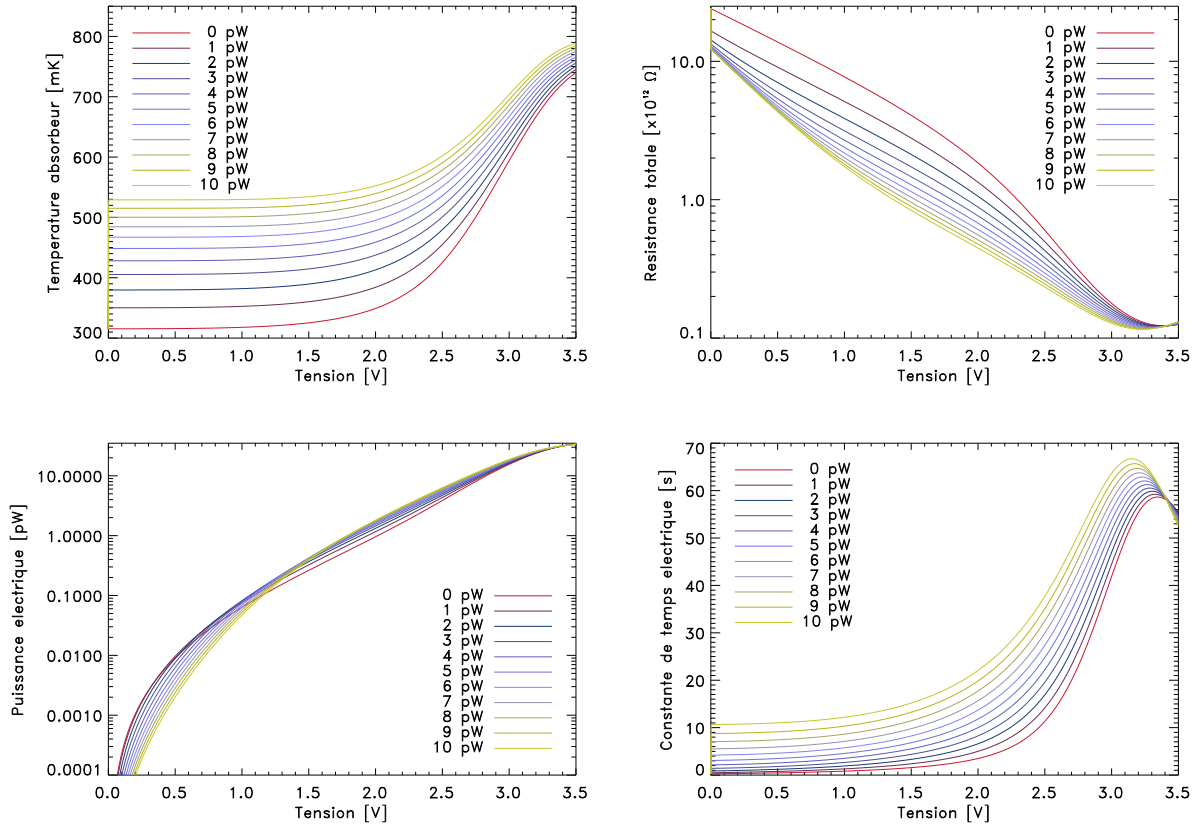


FIG. 5.25 Simulations de l'évolution de quelques paramètres d'un bolomètre de type PACS en fonction de la tension de polarisation et du flux incident. En haut à gauche se trouve la température de l'absorbeur, en haut à droite la résistance totale d'un pont bolométrique, en bas à gauche la puissance électrique dissipée dans l'absorbeur et en bas à droite la constante de temps électrique du bolomètre en supposant une capacité électrique parasite de 0.1 pF. Ces courbes ont été obtenues pour une température des résistances de charge de 315 mK ; cette valeur a été calculée à partir de l'ajustement des points milieux (graphe de droite sur la figure 4.8) avec le modèle.

## Chapitre 6

# Du laboratoire à l’observatoire

L’objectif de ce chapitre est de traduire les mesures de performance réalisées en laboratoire en terme de performances observationnelles. Ceci est une étape essentielle qui nous permet d’évaluer les capacités de l’observatoire, mais aussi de définir et d’optimiser les modes d’observation de l’instrument avant son lancement. Nous commencerons par calculer la sensibilité du Photomètre PACS en nous appuyant sur le rapport de Sauvage (2007), nous estimerons ensuite la dynamique de l’instrument, puis nous mettrons en évidence le « temps de cohérence » du signal, et enfin nous présenterons une étude exhaustive du comportement du Photomètre en mode d’observation par balayage du ciel.

### 6.1 De la *NEP* détecteur à la sensibilité télescope

Le terme de *NEP* fait parti du jargon souvent hermétique utilisé par les instrumentalistes pour définir la sensibilité d’un détecteur IR (cf section 5.1). Mais la plupart des futurs utilisateurs de PACS ne seront certainement pas familiers avec cette terminologie. Et pour cause, la sensibilité d’une caméra ne se résume pas simplement à une *NEP*, son calcul fait en plus intervenir la transmission des éléments optiques, le mode d’observation et la technique d’extraction utilisée dans la réduction des données. Les astronomes expriment plutôt la sensibilité en terme de temps d’observation nécessaire pour détecter une source ponctuelle de flux donné avec un signal-à-bruit donné. Par exemple, la spécification scientifique sur la sensibilité du Photomètre PACS est de 5 mJy (5  $\sigma$  1 hr) (Lutz 2002). Cette section est dédiée au calcul de la sensibilité du Photomètre PACS, l’objectif étant de traduire la *NEP* des détecteurs telle que nous l’avons mesurée en laboratoire en une sensibilité plus explicite que les astronomes pourront utiliser pour préparer leurs futures observations. Ce calcul est inspiré de Sauvage (2007).

La formule générique qui permet d’exprimer le rapport signal-à-bruit  $S/N$  d’une observation en fonction de la *NEP* du détecteur est la suivante :

$$S/N = \frac{P_{inc}}{NEP} \times \sqrt{2 \times T_{obs}} \quad (6.1)$$

où  $P_{inc}$  est la puissance incidente en [W] et  $T_{obs}$  le temps d’observation en [s]. Tous les termes de l’équation (6.1) doivent nécessairement se rapporter à un seul et même système, dans notre cas le pixel. Nous retrouvons bien que le signal-à-bruit est proportionnel à la racine carrée du temps d’observation. Le facteur 2 sous la racine provient de la théorie de l’échantillonnage ; le



signal temporel d'une source observée durant un temps  $T_{obs}$  est échantillonné selon le critère de Nyquist jusqu'à une fréquence de  $1/(2 \times T_{obs})$ . Nous retrouvons d'ailleurs la définition de la  $NEP$  dans l'équation (6.1); elle représente la puissance incidente que peut détecter un pixel avec un signal-à-bruit de 1 dans une bande passante de 1 Hz, c'est-à-dire un temps d'observation d'une demi seconde selon le critère de Nyquist ( $NEP = \frac{P_{inc}}{1} \times \sqrt{1}$ ).

Cependant, le rapport signal-à-bruit mentionné dans la spécification de sensibilité s'applique uniquement au flux de la source, alors que le signal-à-bruit de l'équation (6.1) se réfère au flux total incident sur un pixel, c'est-à-dire la somme de  $P_{tel}$  et  $P_{source}$  les puissances incidentes provenant respectivement des sources d'avant-plan et de la source astrophysique. Si nous appelons  $r.m.s$  le niveau de bruit mesuré durant l'observation, alors nous pouvons écrire le signal-à-bruit global :

$$S/N = \frac{P_{tel} + P_{source}}{r.m.s} \quad (6.2)$$

Le bruit  $r.m.s$  doit ici être exprimé en [W/pixel], ceci nécessite de connaître la réponse du pixel et le bruit mesuré en [V] sur le signal temporel. Ce  $r.m.s$  est le bruit qui limite effectivement la sensibilité de l'observation, et nous pouvons écrire le signal-à-bruit  $s/n$  dans le sens astronomique du terme :

$$s/n = \frac{P_{source}}{r.m.s.} \quad (6.3)$$

En fait, la valeur de bruit qui doit être utilisée pour calculer la véritable sensibilité de la caméra est celle qui est mesurée en bout de chaîne du processus de réduction des images; et celle-ci dépend entre autre de la technique d'observation. Par exemple, pour une observation choppée, comme c'est souvent le cas lorsque l'émission d'avant-plan domine, le télescope ne passe que la moitié de son temps à pointer la source, l'autre moitié est utilisée pour mesurer l'émission d'avant-plan afin de pouvoir la soustraire pendant la réduction des données. Le temps mentionné dans l'équation (6.1) est le temps passé sur la source uniquement, et nous devons re-définir  $T_{obs}$  comme étant le temps total d'observation, c'est-à-dire qui comprend les « temps inactifs » (*overhead* en anglais) utilisés pour l'étalonnage ou le déplacement du télescope par exemple. Nous introduisons alors le coefficient  $\eta_{obs}$  qui indique la fraction de temps passée à observer le ciel<sup>1</sup>. Notez que le véritable signal-à-bruit que nous cherchons à calculer dépend également du type de photométrie appliquée durant la réduction. Nous faisons l'hypothèse d'une photométrie d'ouverture classique pour extraire le flux des sources ponctuelles, et en sommant le signal de tous les pixels illuminés par une source, nous abaissons le bruit d'un facteur  $\sqrt{N_{pix}}$ , où  $N_{pix}$  est le nombre de pixels dans une PSF et la racine carrée provient du fait que le bruit de chacun des pixels n'est a priori pas corrélé. D'autre part, pour la réduction standard d'une observation choppée, l'émission d'avant-plan est soustraite pour s'affranchir des dérives détecteurs et des structures spatiales lumineuses dues à l'optique du télescope (ou à l'atmosphère dans le cas d'un instrument au sol). Les bruits s'ajoutant quadratiquement, un autre facteur  $\sqrt{2}$  s'ajoute alors au calcul de la  $NEP$ . En utilisant les trois équations précédentes et les différents facteurs correctifs,

<sup>1</sup>C'est en effet le fond de télescope qui définit le niveau de bruit d'une observation, donc même pour une observation choppée où la source est en dehors du champ de vue plus de la moitié du temps,  $\eta_{obs}$  peut quand même être supérieur à 0.5.

nous obtenons finalement la formule suivante qui relie le « signal-à-bruit astronomique »  $s/n$  à la  $NEP$  mesurée en laboratoire :

$$\frac{P_{tel} + P_{source}}{\frac{P_{source}}{s/n} \times \sqrt{\frac{N_{pix}}{2}}} = \frac{P_{tel} + P_{source}}{NEP} \times \sqrt{2 \times T_{obs} \times \eta_{obs}} \quad (6.4)$$

Nous voyons que le terme  $P_{tel} + P_{source}$  disparaît de la formule, il semble alors que l'émission d'avant plan n'a plus aucune influence sur la sensibilité du Photomètre. Mais cela n'est pas tout à fait vrai, sa contribution est en fait contenue dans le terme de  $NEP$  qui lui dépend significativement du flux total incident sur le bolomètre (cf sections 5.1.3 et 5.4.4).

Pour une source ponctuelle, le nombre de pixels illuminés par la PSF est approximativement le rapport des angles solides du télescope et du pixel :  $N_{pix} = \frac{\Omega_{tel}}{\Omega_{pix}}$ . Ensuite, pour calculer la puissance incidente  $P_{source}$ , nous considérons une source dont la densité spectrale de flux est  $f_\nu$  [W/m<sup>2</sup>/Hz]. Elle est observée avec un télescope d'ouverture effective  $A_{eff}$  et à travers un système optique de bande spectrale  $\delta\nu$  et de transmission  $t$  (cf figure 1.16). Il faut également prendre en compte le paramètre  $\eta_{tel}$  qui représente la fraction du flux de la source qui est concentrée dans le lobe principal du télescope<sup>2</sup>. La puissance collectée dans la PSF étant diluée sur  $N_{pix}$  pixels, la puissance incidente par pixel au niveau du plan focal est alors :

$$P_{source} = \frac{t \delta\nu A_{eff} \eta_{tel} f_\nu}{N_{pix}} \quad (6.5)$$

À partir des équations précédentes, nous obtenons finalement la formule analytique qui donne la sensibilité d'une observation, c'est-à-dire le flux des sources détectées avec un signal-à-bruit  $s/n$  en un temps total d'observation  $T_{obs}$  connaissant la  $NEP$  du détecteur :

$$f_\nu = \frac{NEP}{A_{eff} \eta_{tel} t \delta\nu \sqrt{\frac{\eta_{obs}}{2}} \sqrt{\frac{\Omega_{pix}}{\Omega_{tel}}}} \times \frac{1}{\sqrt{2 \times T_{obs}}} \times s/n \quad (6.6)$$

Pour calculer des valeurs numériques de la sensibilité du Photomètre PACS, nous devons encore expliciter quelques paramètres de l'équation 6.6. Par exemple, l'angle solide du pixel s'écrit sous la forme :

$$\Omega_{pix} = \left( \frac{l_{pix} \pi}{3600 \times 180} \right)^2 \quad (6.7)$$

où  $l_{pix}$  est la taille du pixel en seconde d'arc ["]. L'angle solide du lobe du télescope est quant à lui calculé de la façon suivante :

$$\Omega_{tel} = \frac{1}{\eta_{ouv}} \times \frac{4\lambda^2}{\pi D_{tel}^2} \quad (6.8)$$

où  $D_{tel}$  est le diamètre du télescope et  $\eta_{ouv}$  représente l'efficacité d'ouverture du télescope, c'est-à-dire que  $\eta_{ouv} \times D_{tel}$  est la taille effective du télescope qui définit la forme de la PSF. Cette formule suppose que le télescope soit utilisé à sa limite de diffraction (d'après Rohlfs and Wilson 1996).

Le tableau 6.1 donne les valeurs numériques des différents paramètres pour chacune des bandes du Photomètre. Pour un temps d'observation total  $T_{obs}$  de 1 hr, un signal-à-bruit  $s/n$

<sup>2</sup>L'extraction du flux se fait dans la PSF uniquement et l'énergie qui se trouve dans les lobes d'ordre supérieur n'est en principe pas prise en compte.

Bandes PACS [ $\mu\text{m}$ ]	bleue	Verte	Rouge
Longueur d'onde centrale $\lambda_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	72.5	107.5	170
Fréquence centrale $\nu_0$ [THz]	4.14	2.79	1.76
Largeur spectrale $\delta\nu$ [THz]	1.47	1.22	0.88
Transmission totale $t$	0.366	0.334	0.395
Taille pixel $l_{pix}$ [ $''$ ]	3.2	3.2	6.4
Angle solide pixel $\Omega_{pix}$ [ $\times 10^{-10}$ sr]	2.40	2.40	9.63
Angle solide télescope $\Omega_{tel}$ [ $\times 10^{-10}$ sr]	9.55	13.63	34.10
Efficacité télescope $\eta_{tel}$	0.64	0.73	0.77
Surface effective $A_{eff}$ [ $\text{m}^2$ ]	8.48	8.48	8.48

TAB. 6.1 Synthèse des paramètres utiles au calcul de la sensibilité du Photomètre PACS. La transmission totale  $t$  est le produit de la transmission des filtres et dichroïque (cf figure 1.16), de la transmission du miroir (87 %) et de la transmission du diaphragme de Lyot (95 %).

Bande PACS [ $\mu\text{m}$ ]	72.5	107.5	170
Mode direct [mJy ( $5\sigma$ , 1 hr)]	1.53	1.78	3.22
Mode DDCS [mJy ( $5\sigma$ , 1 hr)]	3.78	5.23	6.25

TAB. 6.2 Estimation des sensibilités du Photomètre PACS dans ses trois bandes spectrales pour les deux modes de lecture. Ces chiffres donnent le flux d'une source ponctuelle en mJy qui serait détectée à  $5\sigma$  en une heure d'observation.

de 5 et une efficacité d'observation  $\eta_{obs}$  de 0.5, l'application numérique nous donne la formule suivante qui relie la sensibilité télescope [ $\text{W}/\text{m}^2/\text{Hz}$ ] à la NEP détecteur [ $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ] :

$$f_\nu = C_i \times NEP \quad (6.9)$$

$$C_{72\mu\text{m}} = 8.05, \quad C_{107\mu\text{m}} = 11.13, \quad C_{170\mu\text{m}} = 9.77, \quad [\times 10^{-14} \text{ m}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}]$$

À partir de l'équation (6.9) et du tableau 5.2, nous pouvons estimer la sensibilité du Photomètre PACS dans ses trois bandes spectrales. Les résultats<sup>3</sup> sont présentés dans le tableau 6.2.

<sup>3</sup>Les sensibilités données ici ne prennent pas en compte les améliorations de NEP présentées dans la section 5.5 pour le mode DDCS.

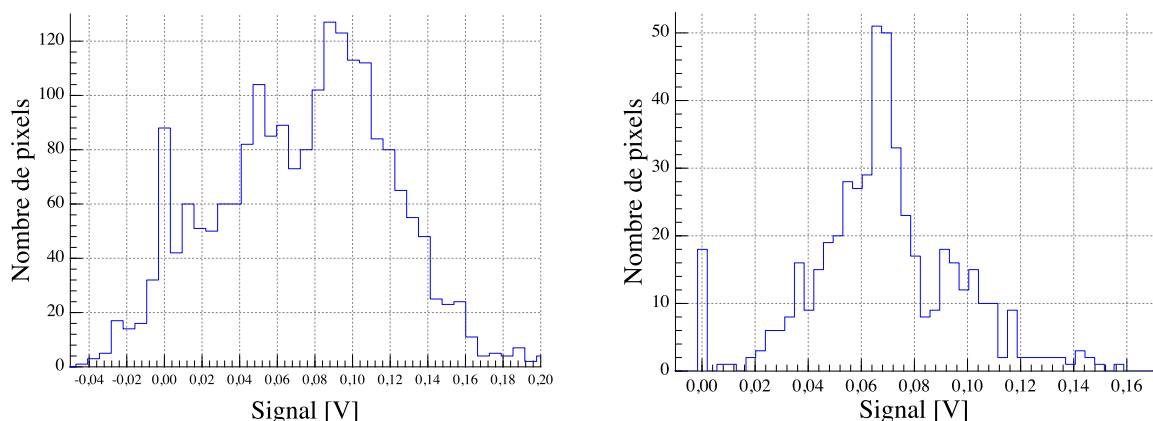


FIG. 6.1 Histogrammes des points milieux des BFP bleu (à gauche) et rouge (à droite) obtenus pour la tension de polarisation optimale (2.7 et 2.0 V respectivement) et pour un flux incident de 2 pW. La dispersion pic-à-pic est de 200 et 120 mV respectivement. Les pics à 0 V correspondent au signal des pixels morts.

## 6.2 La dynamique du Photomètre PACS

Dans cette section, nous calculons la dynamique du Photomètre PACS, ce qui permettra aux futurs utilisateurs de l'instrument d'adapter le mode d'observation et de prévoir d'éventuelles saturations lorsque les champs observés contiennent des objets brillants comme c'est par exemple le cas pour les observations de condensations préstellaires.

Dans le chapitre 4, nous avons évoqué le fait que certains réglages des détecteurs pouvaient aboutir à de sévères problèmes de saturation. Par exemple, les fortes tensions de polarisation tendent à « étirer » les points milieux, la dispersion du signal devient alors comparable à la dynamique de l'électronique chaude, elle peut même la remplir entièrement pour certaines matrices intrinsèquement dispersées (cf matrices 7 et 8 sur la figure 4.11). Dans ce cas, il ne reste aucune marge au signal pour détecter des objets brillants; c'est-à-dire que tout flux incident qui modifierait le niveau de point milieu conduirait inévitablement une fraction de la matrice à saturer les convertisseurs numériques de BOLC.

La figure 6.1 présente l'histogramme des points milieux des BFP bleu et rouge pour la tension de polarisation optimale. La dispersion pic-à-pic s'élève à  $\sim 200$  mV pour le BFP bleu et à  $\sim 120$  mV pour le rouge. La dynamique de BOLC étant de 330 mV dans le mode nominal d'observation (cf annexe C), il reste par conséquent 130 mV et 210 mV aux BFP bleu et rouge respectivement avant de saturer les ADC de BOLC. En première approximation, nous pouvons diviser ces tensions par la réponse des bolomètres afin d'obtenir le flux équivalent à une telle chute de point milieu. Nous trouvons un flux de 4.3 pW/pixel pour le BFP bleu et de 6.3 pW/pixel sur le rouge. Notez cependant que ce calcul simpliste sous-estime le flux équivalent puisque la réponse n'est pas constante avec le flux incident. En effet, la figure 5.9 montre qu'elle chute de 40% entre 1 et 7 pW/pixel. Un calcul plus réaliste nécessite d'utiliser des courbes

Bande PACS [ $\mu\text{m}$ ]	70	100	160
Dispersion points milieux [mV]	200	200	120
Dynamique détecteurs [pW/pixel]	5	5	9
Dynamique instrument source ponctuelle [Jy]	550	1200	1600

TAB. 6.3 Dispersion et dynamique du Photomètre PACS dans ses trois bandes spectrales.

de non-linéarité comme celle présentée dans la figure 5.8, et pour la tension de polarisation optimale, nous trouvons un flux équivalent de  $\sim 5$  et  $\sim 9$  pW/pixel pour les BFP bleu et rouge. Nous exprimons ensuite ces flux en Jansky à l'aide de l'équation suivante :

$$P_{source} = t \delta\nu A_{eff} \eta_{tel} f_\nu \times F \quad (6.10)$$

où  $F$  est un facteur qui indique la fraction du flux incident dans le pixel le plus brillant de la PSF. Dans l'équation (6.5), ce facteur vaut  $1/N_{pix}$  ; en effet nous avons pris la moyenne du flux incident dans une PSF pour la distribuer sur tous les pixels illuminés. Cependant, pour les calculs de saturation avec source ponctuelle, nous ne pouvons pas prendre le flux moyen par pixel mais plutôt le flux du pixel le plus brillant. D'après des simulations réalisées par Koryo Okumura sur des PSF monochromatiques<sup>4</sup>, nous trouvons  $F = 0.31$  à  $70 \mu\text{m}$ ,  $0.165$  à  $100 \mu\text{m}$  et  $0.25$  à  $160 \mu\text{m}$ . de sources étendues, ce facteur vaut 1.

En supposant que la tension  $V_{hb}$  soit réglée de façon à placer les points milieux « en haut » de la dynamique de BOLC, et que les points milieux les plus bas passent quand même le CD, nous obtenons les limites de saturation dans les trois bandes du photomètre PACS qui sont présentées dans le tableau 6.3.

### 6.3 La dérive du signal

Comme nous l'avons présenté dans la section 2.1.3, tout système électronique possède un bruit basse fréquence, généralement de la forme  $1/f$ , qui se traduit dans l'espace réel par une lente dérive du signal électrique. Ce genre d'effet instrumental est potentiellement néfaste pour des observations astronomiques puisqu'il empêche de distinguer les véritables variations de flux incident par rapport à la dérive électrique du détecteur. Il est donc nécessaire de quantifier ce phénomène afin d'adapter les méthodes d'observation aux caractéristiques des bolomètres.

Jusqu'à présent, nous avons rencontré ces dérives basses fréquences dans l'espace de Fourier uniquement. Par exemple, la figure 5.16 montre des densités spectrales de bruit obtenues pour des mesures de 3 heures ; ces spectres étant moyennés sur une matrice entière, ils possèdent très peu de fluctuations statistiques et révèlent ainsi une remontée basse fréquence autour de 1 Hz. Cependant, sur des densités spectrales de bruit mesurées sur des pixels individuels, le coude

<sup>4</sup>Une estimation plus précise du flux incident sur le pixel le plus brillant nécessiterait d'intégrer les PSF sur la bande spectrale totale en les pondérant par la transmission des filtres.

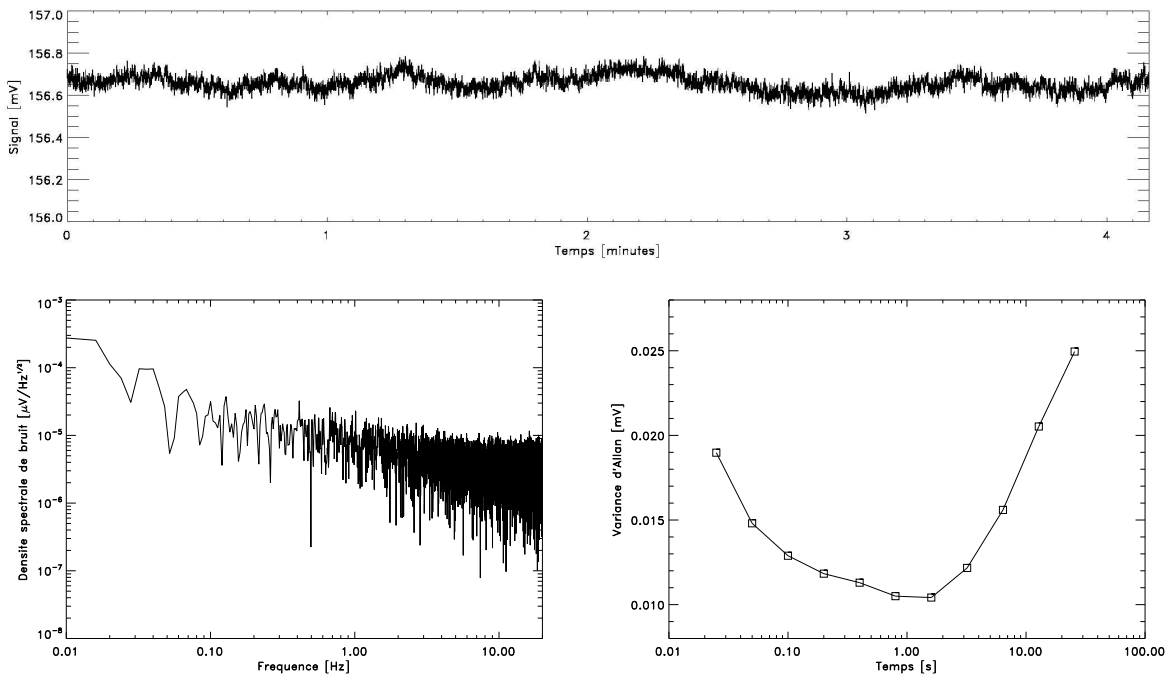


FIG. 6.2 Étude de la stabilité du signal bolométrique. La courbe du haut montre l'évolution du signal d'un pixel bleu sur une durée de quelques minutes. En bas à gauche se trouve la densité spectrale de bruit de ce signal. Le coude de remontée en  $1/f$  est difficilement repérable. En bas à droite, nous présentons la variance d'Allan calculée pour ce même signal. Le minimum de la courbe donne le « temps de cohérence » du signal, il nous indique qu'au-delà de 1 s la dérive du signal domine le niveau de bruit blanc des bolomètres.

de remontée du bruit basse fréquence est « noyé » dans les fluctuations statistiques et il est très difficile de déterminer clairement la position de ce coude. La figure 6.2 montre par exemple un signal temporel de 4 minutes et le spectre correspondant sur lequel ni le coude du bruit en  $1/f$  ni la fréquence de coupure du bolomètre n'est clairement visible. Nous nous tournons alors vers une technique qui est habituellement utilisée pour caractériser la stabilité des détecteurs hétérodynes mais qui peut s'appliquer plus généralement à un signal bolométrique comme le notre : il s'agit de la variance d'Allan (Allan 1966). En termes simplifiés, cette quantité représente l'évolution de la variance du signal filtré par une moyenne glissante en fonction de la taille de ce filtre. Ossenkopf (2003) présente par exemple un calcul détaillé de la variance d'Allan qu'il applique ensuite aux détecteurs de l'instrument Herschel/HIFI. D'autre part, l'article de Schieder and Kramer (2001) montre que pour un signal qui contient du bruit blanc ainsi que du bruit de dérive, comme c'est le cas pour les matrices de bolomètres, alors la variance d'Allan devrait présenter un minimum indiquant la période de temps à partir de laquelle la dérive du signal commence à dominer le bruit blanc du détecteur. Ce temps caractéristique donne un « temps de cohérence » du signal qui nous permettra d'optimiser les modes d'observation de l'instrument. Notez que la dérive basse fréquence du signal ne dépend pas de la tension de polarisation des

bolomètres (cf figure 5.16) ni du flux incident sur les détecteurs (cf annexe E).

Nous avons donc calculé la variance d'Allan du signal de la figure 6.2 pour comparer le résultat à l'analyse de Fourier. Alors que le coude du bruit basse fréquence n'est pas visible sur le spectre, le minimum de la variance d'Allan est facilement détectable et donne un temps de cohérence de l'ordre de la seconde, ce qui coïncide parfaitement avec la fréquence de coude de  $\sim 1$  Hz que nous avons trouvée à partir de la figure 5.16. Puisque les deux méthodes fournissent des résultats similaires, nous pouvons affirmer avec confiance que l'échelle de temps des dérives du signal est effectivement d'une seconde. De plus, nous avons montré que cette dérive ne s'applique qu'à la partie additive<sup>5</sup> du signal. En effet, en utilisant les sources internes d'étalonnage du banc de test, nous avons mesuré régulièrement l'évolution du gain des détecteurs lors de la campagne d'étalonnage, et nous avons montré qu'il fluctue d'environ 0.1 % sur des périodes de plusieurs heures.

Des techniques d'observation permettent de s'affranchir efficacement de cet effet instrumental. Le principe repose sur la modulation du signal à l'aide du miroir secondaire du télescope, généralement appelé *chopper* ou *wobbler*, pour observer alternativement le champ où se trouve la source et le fond de ciel puis un champ vide qui ne contient que le fond de ciel ; l'objectif étant de soustraire les dérives additives introduites par l'instrument ou par les émetteurs d'avant-plan dans le cas d'observations au sol, c'est-à-dire l'atmosphère. Le télescope est ensuite généralement *noddé* pour corriger les erreurs introduites par la différence de chemin optique entre les deux positions chopées. Dans le cas de PACS, le temps de cohérence étant d'environ une seconde, il est nécessaire d'effectuer un cycle chopper toutes les secondes de sorte à garder l'information sur l'offset avant qu'il ne dérive. La fréquence du chopper PACS devrait par conséquent être de  $\sim 2$  Hz. Notez qu'il est possible de se dispenser d'un chopper pour moduler le signal. Les articles de Weferling et al. (2002) et Reichertz et al. (2001) proposent en effet une technique d'observation qu'ils appellent *fastscanning* qui consiste à balayer le ciel relativement vite pour que ni les offsets des détecteurs ni l'atmosphère n'aient le temps de dériver. Ils utilisent entre autre la redondance d'information sur une matrice de détecteurs pour corriger les fluctuations de l'atmosphère (plusieurs pixels observent la même région du ciel sur des périodes plus courtes que le temps de cohérence).

D'autre part, nous avons tenté de réduire le bruit basse fréquence des bolomètres en cherchant une possible corrélation entre les dérives du signal et les dérives en température des détecteurs. Nous avons trouvé que, pour une mesure longue d'une heure, la température du plan focal dérive de façon monotone sur seulement  $\sim 30 \mu K$  ; et qu'une si faible variation n'affecte pas significativement le signal, c'est-à-dire que le spectre du signal brut et celui du signal décorrélé se superposent parfaitement à l'exception des premiers points du spectre. En mode nominal d'observation, le système est extrêmement stable thermiquement, relativement au niveau de bruit blanc.

Toutefois, lors de la mise sous tension des détecteurs, le signal peut significativement dériver. En effet, l'instrument PACS n'est pas opérationnel dès lors qu'il est polarisé, il est

---

<sup>5</sup>Nous décomposons le signal de la façon suivante :  $Signal = gain \times flux + offset$  où l'*offset* est ce que nous appelons la partie additive et le *gain* est la partie multiplicative.

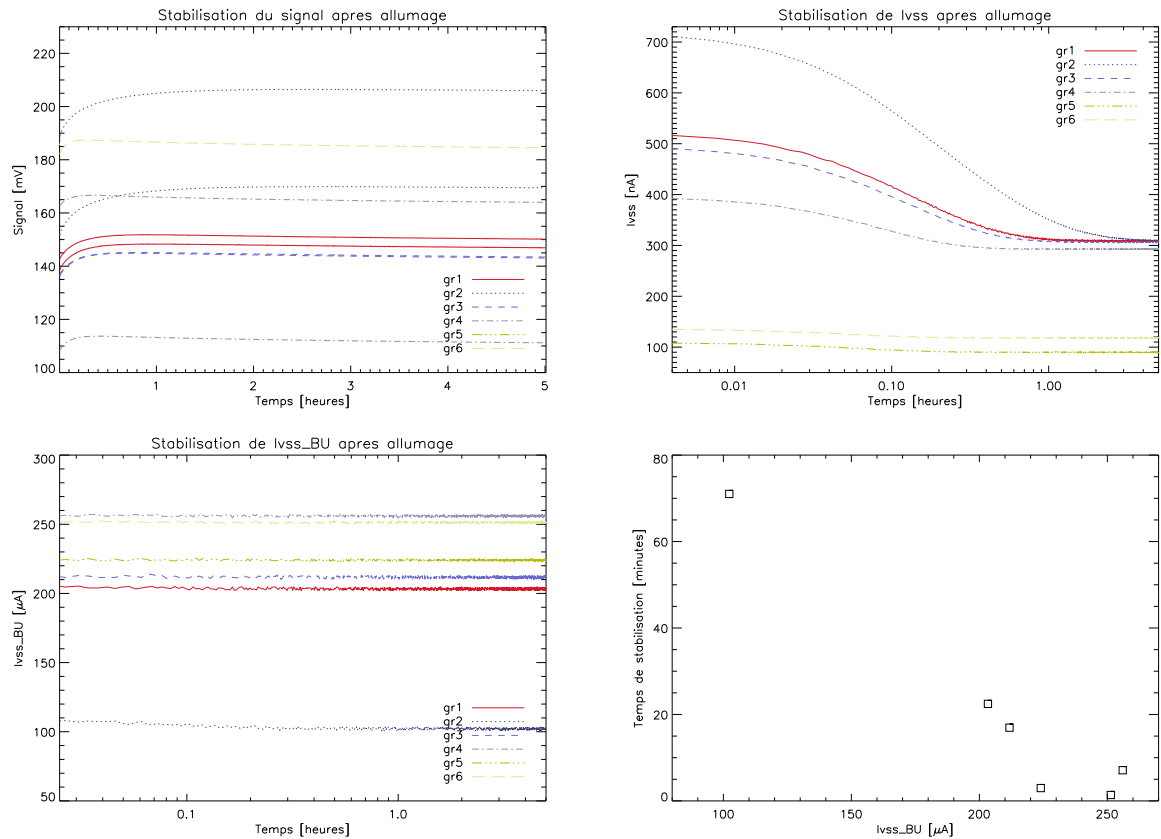


FIG. 6.3 Corrélation entre le courant qui circule dans le BU et le temps de stabilisation des détecteurs après la mise en marche de l'instrument. *En haut à gauche* : Évolution du signal moyen des 6 groupes de détecteurs après l'allumage de PACS. *En haut à droite* : Évolution du courant qui circule dans le CL,  $I_{vss}$ , de chacun des groupes. Les groupes 5 et 6 (BFP rouges) se stabilisent très rapidement alors que le groupe 2 nécessite plus d'une heure. *En bas à gauche* : Le courant qui circule dans les BU se stabilisent très rapidement. *En bas à droite* : Plus le courant du BU est grand, plus les détecteurs se stabilisent rapidement. Le  $I_{vss\_BU}$  du groupe 2 est aujourd'hui réglé à 300 nA comme pour les autres groupes du BFP bleu.



nécessaire d'attendre que toutes les charges se repartissent dans le circuit de lecture et que les détecteurs soient thermalisés. Le temps de stabilisation peut atteindre 80 minutes suivant le réglage de l'électronique de lecture, temps durant lequel aucune observation n'est réalisable. La figure 6.3 montre les résultats d'une mesure de stabilisation effectuée sur les deux BFP du modèle de vol du Photomètre PACS. Les BFP sont allumés au temps  $t=0$  et reçoivent un flux constant de 2 pW/pixel. Les différents groupes ne se stabilisent pas à la même vitesse. Nous avons également tracé l'évolution du courant qui circule dans le CL,  $I_{vss}$ , qui met un temps similaire pour se stabiliser, et le courant qui circule dans le BU,  $I_{vss\_BU}$ , qui, lui, se stabilise quasi-instantanément. Notez la corrélation que nous avons trouvée entre  $I_{vss\_BU}$  et le temps de stabilisation du signal. Dans la figure 6.3, ce temps de stabilisation est défini comme étant le temps nécessaire au signal pour atteindre 90 % de sa valeur asymptotique. Lorsque le circuit de lecture est sous-alimenté comme c'est le cas du groupe 2 dans ce jeu de données, il faut attendre plus d'une heure avant de pouvoir utiliser les matrices. Le groupe 2 est aujourd'hui alimenté comme les autres groupes bleus, c'est-à-dire avec un courant  $I_{vss}$  de l'ordre de 300 nA.

## 6.4 Balayage du ciel

Le télescope Herschel offre un mode de pointage dit de balayage qui est particulièrement adapté aux grands relevés du ciel. De nombreux programmes scientifiques, galactiques et extragalactiques, utiliseront ce type d'observation. Dans ce paragraphe je commence par décrire brièvement le mode d'observation par balayage, puis je présente le résultat de mes travaux sur la dégradation de la PSF due aux effets instrumentaux tels que la constante de temps des bolomètres et la compression à bord des données. Pour quantifier la dégradation de la PSF en fonction des réglages et caractéristiques de l'instrument, j'utilise le simulateur PACS qui a été développé par le groupe ICC<sup>6</sup> pour préparer les opérations et l'exploitation de l'instrument.

### 6.4.1 Le mode d'observation par balayage

Dans ce mode de pointage, le satellite dérive à vitesse constante le long de lignes parallèles<sup>7</sup> et le télescope balaye ainsi le ciel en suivant une géométrie typique illustrée dans la figure 6.4. La taille de la région observée est déterminée par le nombre de lignes balayées, l'espacement entre ces lignes (inférieur au champ de vue de la caméra) et leur longueur. L'observateur définit également la direction du balayage dans le référentiel du satellite ou bien du ciel. Et enfin le dernier paramètre nécessaire pour définir entièrement une observation est la vitesse angulaire à laquelle le télescope balaye le ciel. Par souci de simplicité, l'ESA a choisi de n'offrir que trois vitesses de balayage dans ce mode d'observation : 10, 20 et 60 secondes d'arc par seconde (noté  $''/\text{sec}$ ).

En mode balayage le télescope est constamment en mouvement, mais il reste à tout moment à

<sup>6</sup>*Instrument Control Center* : Groupe de scientifiques, dont je fais partie, qui est responsable de l'utilisation d'un instrument vis-à-vis de l'ESA ; c'est-à-dire l'étalonnage, la définition des modes d'observation, etc...

<sup>7</sup>Ce sont en fait des portions de grands cercles que nous pouvons assimiler à des lignes parallèles sur de courtes distances. La longueur de ces lignes est d'ailleurs limitée à 20 degrés.

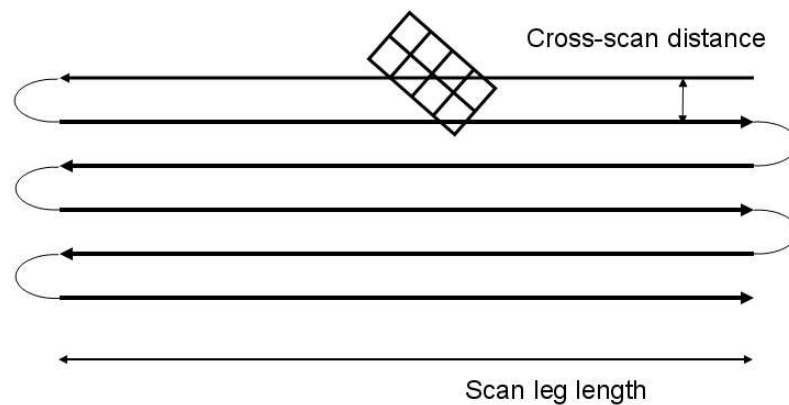


FIG. 6.4 Exemple de cartographie du ciel en mode balayage avec six lignes (*scan legs*). Arrivé au bout de la première ligne, le satellite décélère et repart dans la direction inverse. Lorsqu'il atteint la seconde ligne, sa vitesse est déjà stabilisée à la valeur spécifiée par l'utilisateur, et ainsi de suite jusqu'à la fin de l'observation. Plus la vitesse de dérive du satellite est grande, et plus le temps de manœuvre nécessaire pour changer de ligne est grand. Cette figure est extraite de « PACS Observer's manual » disponible sur [http://herschel.esac.esa.int/Docs/PACS/pdf/pacs\\_om.pdf](http://herschel.esac.esa.int/Docs/PACS/pdf/pacs_om.pdf).

l'ombre du Soleil pour garder l'équilibre thermique du miroir. Il pivote à vitesse constante autour de l'axe Soleil-Terre et décrit des lignes parallèles dans le ciel. Au bout de chacune de ces lignes, le satellite décélère et repart dans la direction inverse pour balayer la ligne suivante. Mais avec une masse de près de 3.5 tonnes, le satellite Herschel possède une grande inertie de sorte que le temps de manœuvre nécessaire pour que le télescope fasse demi-tour peut atteindre une fraction non-négligeable du temps d'observation. Nous définissons l'efficacité du mode d'observation par balayage comme étant le rapport  $\frac{\text{temps d'observation}}{\text{temps total}}$ , où le temps d'observation correspond au temps passé à observer le champ désiré, c'est-à-dire lorsque le télescope a une vitesse constante, et le temps total est le temps d'observation plus le temps de manœuvre.

Plus la vitesse de balayage est grande, plus le temps passé en-dehors de la région à cartographier est grande (longue décélération), et plus l'efficacité diminue. D'autre part, pour une vitesse donnée, le temps pour faire demi-tour reste constant et l'efficacité augmente avec la longueur des lignes balayées, c'est-à-dire le temps effectif d'observation. La figure 6.5 présente l'évolution de cette efficacité en fonction de la longueur des lignes pour les trois vitesses de balayage ouvertes à la communauté scientifique. Notez qu'il existe un autre mode d'observation qui est plus efficace que le mode balayage pour cartographier les régions du ciel plus petites que  $15' \times 15'$  : c'est le mode raster. Ce mode se rapproche du mode de balayage dans le sens où le déplacement du télescope décrit également un zigzag (comme sur la figure 6.4), mais au lieu de dériver à vitesse constante, le satellite effectue des pointages stationnaires. Le mode raster est en quelque sorte un mode de balayage discrétisé, la distance entre chaque pointage étant inférieure au champ de vue de la caméra. Le temps nécessaire pour passer d'une position à l'autre pouvant

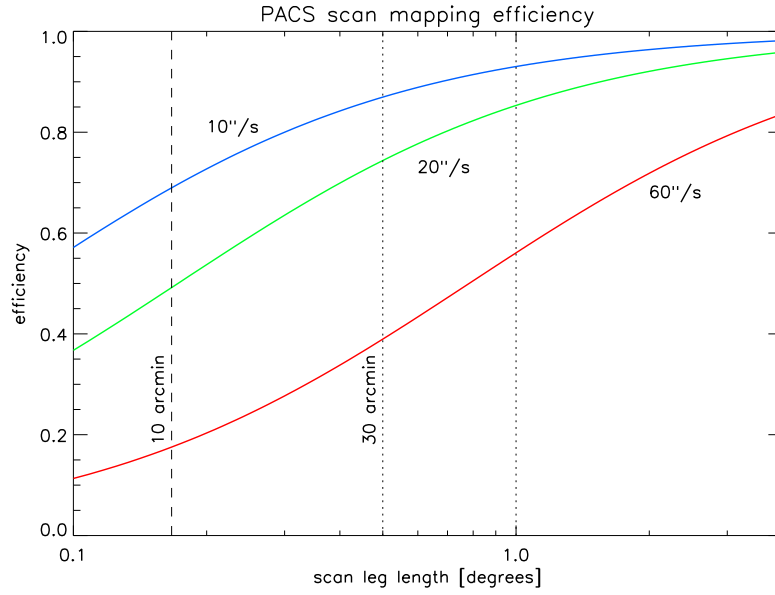


FIG. 6.5 Efficacité comparée du mode d'observation par balayage pour trois vitesses en fonction de la longueur de la région à cartographier. Le mode d'observation par balayage est particulièrement bien adapté à la cartographie de grandes régions du ciel, c'est-à-dire supérieures à  $15' \times 15'$ . Image reproduite avec l'aimable autorisation de Bruno Altieri, ESA.

atteindre 30 secondes, les observations par raster ne sont pas adaptées aux grands relevés du ciel.

Du point de vue de l'observateur, les données acquises lors des manœuvres du télescope (c'est-à-dire entre chaque lignes balayées) ne sont pas considérées comme des données scientifiquement exploitables. Il faut donc minimiser ces temps de manœuvre en choisissant un mode d'observation et des paramètres adaptés à la taille du champ à cartographier. Cependant, du point de vue de l'opérateur du télescope, les temps de manœuvre représentent une parfaite occasion pour effectuer des mesures d'étalonnage. En effet, ces « temps morts » s'intercalent à intervalles réguliers durant une même observation, et il est tout-à-fait possible d'imaginer que les phases d'accélération-décélération du télescope servent à mesurer le gain des détecteurs régulièrement. Une telle procédure n'a pas encore été clairement définie par l'ICC PACS, mais il ne faut pas perdre l'occasion de mettre à profit ce temps pour étalonner la caméra et potentiellement améliorer la qualité des observations. Nous pourrions par exemple mesurer le gain des bolomètres à intervalle régulier en modulant le signal avec les deux sources internes de PACS comme nous l'avons déjà fait pour mesurer la réponse des bolomètres dans la section 5.1.1.

#### 6.4.2 Vitesse de balayage et réglage des bolomètres

Les bolomètres possèdent une réponse temporelle de la forme  $e^{-\frac{t}{\tau}}$  où  $\tau$  est une constante de temps qui dépend entre autre de la tension de polarisation des ponts bolométriques (cf sec. 5.3.1). Dans l'espace de Fourier l'existence de cette constante de temps se traduit par un filtre passe-bas

du premier ordre dont la fonction de transfert complexe est :

$$F(\omega) = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (6.11)$$

où  $\omega = 2\pi\nu$  est la fréquence angulaire, ou pulsation. Par ailleurs, le mode d'observation par balayage n'utilise pas le chopper de l'instrument pour moduler le signal, c'est le mouvement du télescope qui joue ce rôle. En effet, l'image du ciel se forme au niveau du plan focal et défile sur les détecteurs de sorte que les fréquences spatiales présentes dans la scène observée se retrouvent en fréquences temporelles dans le signal bolométrique. D'après Hanany et al. (1998), nous pouvons écrire  $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$  où  $\vec{k}$  est le nombre d'onde spatial et  $\vec{v}$  la vitesse de balayage dans le ciel. Une carte du ciel obtenue en mode balayage est donc spatialement filtrée dans l'espace de Fourier par un filtre passe-bas dont la fonction de transfert est :

$$F(\vec{k}) = \frac{1}{1 + ikv\tau \cos \theta} \quad (6.12)$$

où  $\theta$  est l'angle entre la direction du balayage et la direction dans le ciel de la structure spatiale à étudier. L'amplitude et la phase de ce filtre complexe sont :

$$\|F(\vec{k})\| = \frac{1}{\sqrt{1 + (kv\tau \cos \theta)^2}} \quad \phi = \tan^{-1}(-kv\tau \cos \theta) \quad (6.13)$$

La fréquence de coupure de ce filtre dépend de la direction dans le ciel et de l'amplitude des structures spatiales, de la vitesse de dérive du télescope et de la valeur de la constante de temps des bolomètres, c'est-à-dire du réglage des détecteurs. Pour les structures spatiales qui sont alignées avec la direction du balayage, le terme en  $\cos \theta$  vaut 1, l'effet du filtre est alors maximum et les hautes fréquences spatiales sont effectivement atténuées. Par contre, les structures perpendiculaires à la direction du balayage ne sont pas du tout filtrées puisque  $\cos \theta$  vaut 0. Dans l'espace direct ceci se traduit par une PSF allongée seulement dans la direction du balayage, les autres directions étant de moins en moins filtrées à mesure que  $\cos \theta$  diminue.

Cette analyse dans l'espace de Fourier nous fournit une bonne description physique du phénomène de filtrage par la constante de temps. Nous nous intéressons maintenant aux résultats des simulations d'observation par balayage que j'ai effectuées avec le simulateur PACS dans le but de quantifier la dégradation de la PSF dans ce mode d'observation. Le simulateur PACS est un outil développé par le groupe ICC de Saclay qui inclue les performances optiques du système et les nombreux effets instrumentaux inhérents à l'utilisation de bolomètres. Par exemple, pour prendre en compte les effets de la constante de temps, le signal généré par le simulateur à un instant  $t$  dépend du flux incident à cet instant, mais aussi de la valeur du signal à l'instant  $t - \delta t$ . L'influence du signal antérieur est pondérée par une exponentielle de la forme  $e^{\frac{-\delta t}{\tau}}$  ( $\delta t$  est le temps qui sépare deux échantillonnages successifs). Ce type de calcul est tout à fait similaire à

Vitesse ["/sec]	0	10	20	30	40	50	60
<b>Contraste</b>	1	0.97	0.92	0.86	0.80	0.72	0.65
<b>Élargissement</b>	1	1.02	1.07	1.14	1.23	1.33	1.41
<b>Déphasage ["]</b>	0	0.47	0.89	1.28	1.60	1.91	2.19

TAB. 6.4 Synthèse des résultats sur l'étude de la dégradation de la PSF en fonction de la vitesse de balayage. Ces chiffres ont été extraits des simulations présentées dans la figure 6.6 où la constante de temps est de 60 ms. Voir le texte pour plus de détails.

une convolution dans l'espace direct et il exprime l'effet de la constante de temps sur le signal. La figure 6.6 présente les résultats de simulation du balayage d'une source ponctuelle à  $110\ \mu\text{m}$  pour six vitesses de scan différentes. Elle montre un étalement de la PSF dans la direction du mouvement du télescope. Chacune des six imageries présentées est obtenue en simulant une observation pour laquelle le satellite balaye une source ponctuelle très brillante avec un angle de  $45^\circ$  entre la direction de scan et la grande dimension de la caméra. Le télescope effectue un seul passage sur la source, d'en bas à droite vers le haut à gauche. Les paramètres du simulateur ont été choisis pour représenter le mode de fonctionnement nominal de PACS à  $110\ \mu\text{m}$ , c'est-à-dire avec une compression à bord de quatre images consécutives moyennées et une constante de temps correspondant au réglage nominal des ponts bolométriques ( $V_{\text{polar}} = 2.7\ \text{V}$  et  $\tau = 60\ \text{ms}$ ). Toutefois, les simulations ne prennent pas en compte les dérives de gain et d'offset puisque nous voulons mettre en évidence les effets de la constante de temps uniquement. Les imageries présentées dans la figure 6.6 sont des projections sur une grille de  $0.8''$  des images générées par le simulateur. Comme prévu par l'analyse de Fourier, nous retrouvons des PSF étalées dans la direction du balayage et intactes dans la direction orthogonale.

La figure 6.6 présente également des coupes à  $45^\circ$  des imageries. Ces profils de PSF sont ajustés par des courbes gaussiennes pour permettre l'extraction de leurs propriétés : largeur à mi-hauteur, position et valeur du maximum d'intensité. Par ailleurs, nous définissons l'élargissement d'une PSF comme étant sa largeur à mi-hauteur normalisée par rapport à la largeur à mi-hauteur d'une PSF balayée sans constante de temps. De la même façon le contraste<sup>8</sup> est le pic d'intensité normalisé, et le déphasage est le décalage en seconde d'arc du pic d'intensité par rapport à la position de la source dans le ciel. Notez que les profils ne sont pas symétriques par rapport à la position de la source, et ceci est une conséquence du principe de causalité qui implique que la constante de temps n'affecte que le signal passé. Le tableau 6.4 résume en quelques chiffres la dégradation des PSF simulées à  $110\ \mu\text{m}$  pour une constante de temps de 60 ms et une compression à bord nominale de 4 images consécutives.

<sup>8</sup>La notion de contraste est ici très différente de celle utilisée habituellement. Les imageries générées ne contiennent pas de bruit, nous ne pouvons donc pas normaliser le pic d'intensité par rapport au niveau de bruit du fond de télescope.

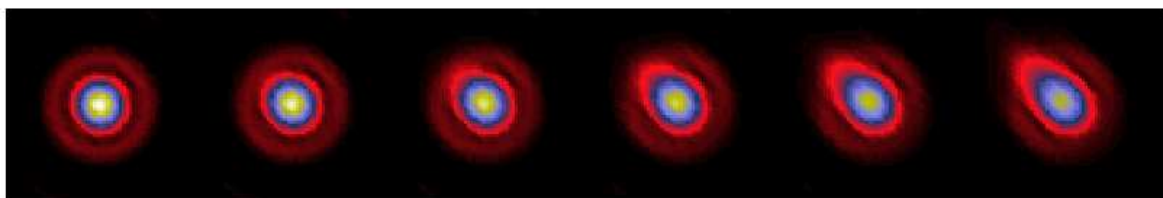
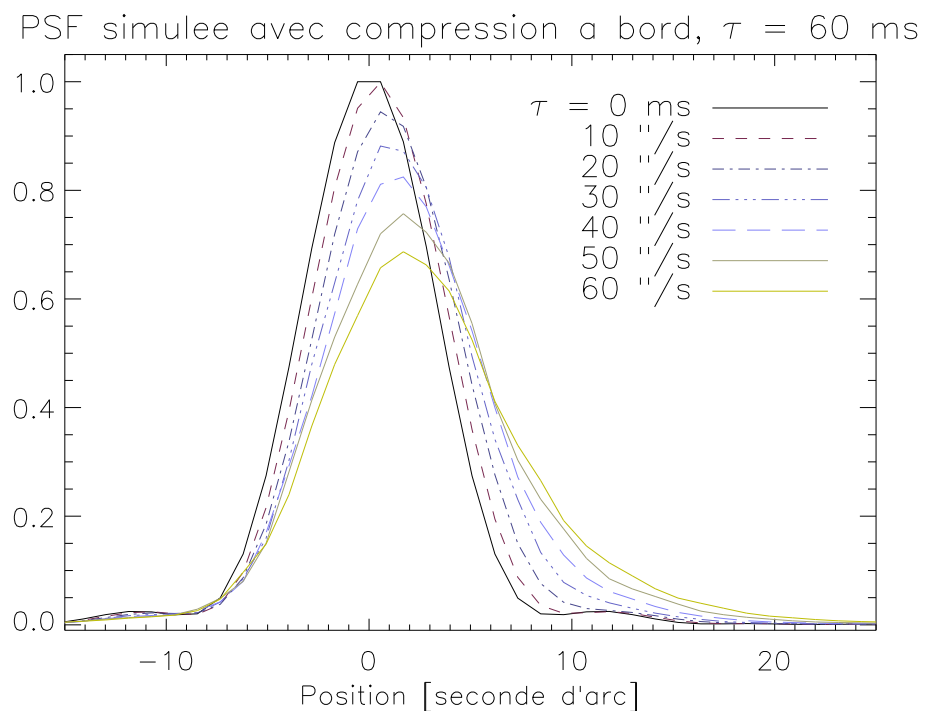


FIG. 6.6 Les six imageries (bas de la figure) ont été générées par le simulateur de PACS. Elles représentent la PSF à  $110 \mu\text{m}$  d'une source balayée à  $45^\circ$  en un seul passage du télescope pour 6 vitesses de balayage différentes. Les PSF sont ensuite projetées sur une grille pour reconstruire ces imageries avec un échantillonnage de  $0.8''$  (taille physique du pixel  $3.2''$  sur le BFP bleu et  $6.4''$  sur le rouge). De gauche à droite les différentes vitesses sont : 10, 20, 30, 40, 50 et 60  $''/\text{sec}$ . La constante de temps utilisée pour ces simulations est de 60 ms et la compression du SPU est de 4 images consécutives. L'échelle de couleur logarithmique met en évidence l'élargissement de la PSF dans la direction du balayage et la baisse de contraste. Les courbes du haut présentent les profils de chacune des PSF dans la direction de balayage, c'est-à-dire dans la direction où le filtrage par la constante de temps est maximum.

Constante de temps [ms]	0	40	60	90
Contraste	1	0.73	0.65	0.55
Élargissement	1	1.29	1.41	1.61
Déphasage ["]	0	1.4	2.20	3.20

TAB. 6.5 Paramètres des PSF simulées présentées dans la figure 6.7. La vitesse de balayage est de  $60''/\text{sec}$  et la compression à bord est de 4 images consécutives.

Pour des vitesses de balayage de 10 et  $20''/\text{sec}$ , la dégradation de la PSF est relativement faible (inférieure à 10 %) de sorte que la qualité des observations n'est pas significativement affectée par la constante de temps des bolomètres. Par contre, pour une vitesse de  $60''/\text{sec}$ , la PSF est substantiellement altérée : la limite de détection chute de 35 % sur les sources ponctuelles (la photométrie reste peu affectée puisque nous pouvons intégrer le flux sur les pixels voisins qui ont récupéré une partie du flux), le pic d'intensité est décalé de plus de 2 secondes d'arc, et pour les sources étendues la résolution spatiale diminue de plus de 40 %.

Il est toutefois possible de limiter la dégradation de la PSF en changeant le réglage des détecteurs. En effet, d'après l'équation 6.13, la fréquence de coupure du filtre dépend de la valeur de la constante de temps  $\tau$ , qui elle-même dépend de la tension de polarisation des bolomètres (section 5.3). Il est donc potentiellement intéressant d'augmenter la tension aux bornes des détecteurs pour diminuer leur temps de réponse et ainsi minimiser l'élargissement de la PSF. À nouveau le simulateur PACS s'avère être un outil très approprié pour examiner ce genre de problème. La figure 6.7 montre l'évolution de la PSF projetée sur une grille de  $0.8''$  pour quatre valeurs de constante de temps (de gauche à droite dans la figure : 0, 40, 60 et 90 ms). La vitesse de balayage est la même pour toutes les simulations, c'est-à-dire  $60''/\text{sec}$ , et la compression à bord est nominale. Nous retrouvons comme prévu des PSF plus piquées (moins floues) pour les courtes constantes de temps. La courbe en trait plein ( $\tau = 0$  ms) représente le comportement d'un bolomètre infiniment rapide et sert de référence pour la comparaison des autres PSF. La courbe où  $\tau = 40$  ms correspond à une tension de polarisation de 3.5 V (cf section 5.3) et offre les meilleures performances en terme de dégradation de PSF. La courbe où  $\tau = 60$  ms correspond à la polarisation nominale qui est un compromis entre sensibilité et rapidité. Et enfin, la courbe où  $\tau = 90$  ms ne correspond pas précisément à une polarisation que nous avons testée mais elle illustre le comportement d'un détecteur sous-polarisé. Le tableau 6.5 donne les caractéristiques des profils de PSF de la figure 6.7 en fonction de la valeur de  $\tau$  pour une vitesse de balayage de  $60''/\text{sec}$ . Pour les détecteurs du Photomètre PACS, augmenter la tension de polarisation à 3.5 V permet d'améliorer la qualité de la PSF d'environ 10 % par rapport à la polarisation nominale. Selon l'objectif scientifique de l'observation, ces 10 % peuvent représenter un gain appréciable sur la résolution spatiale de la carte reconstruite. Il faut toutefois garder à l'esprit que les performances de la caméra sont un compromis entre rapidité et sensibilité. En

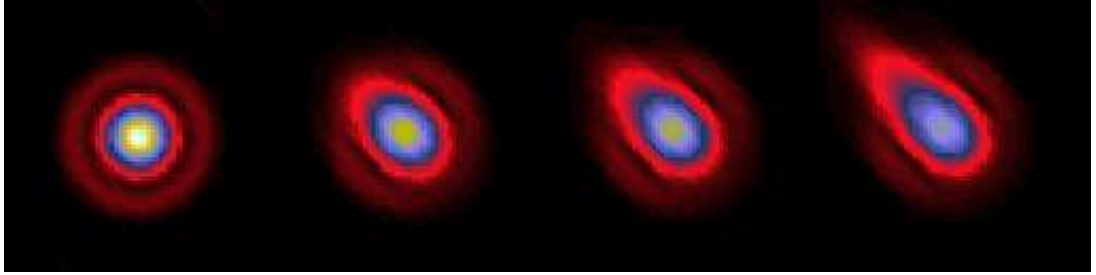
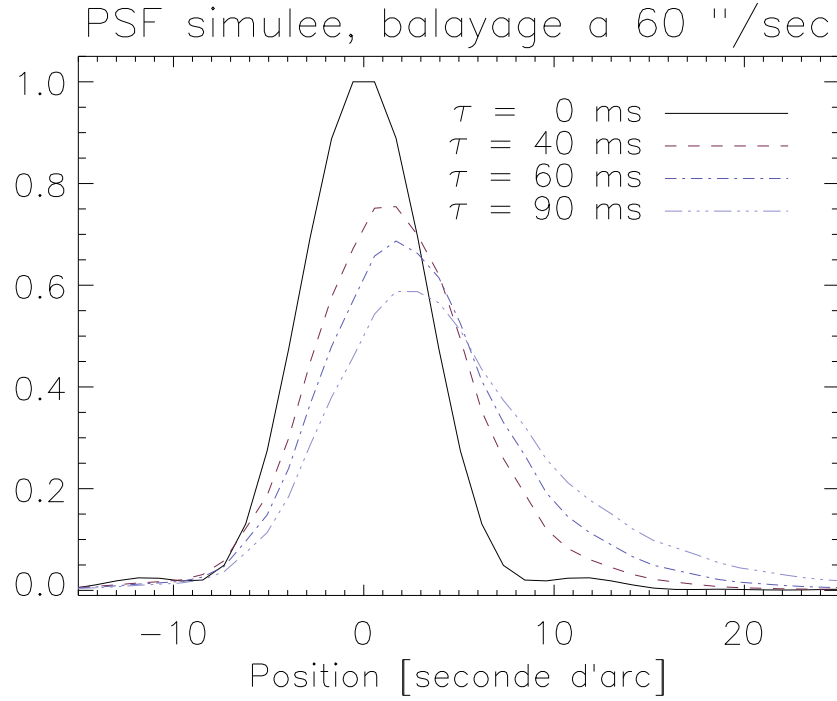


FIG. 6.7 Simulations de balayage de sources ponctuelles à  $110\ \mu\text{m}$  avec un angle de  $45^\circ$  et une vitesse de  $60''/\text{sec}$ . Sur les quatre imagerie (bas de la figure), la constante de temps augmente de gauche à droite : 0, 40, 60 et 90 ms. La valeur de  $\tau$  augmente effectivement lorsque la tension de polarisation des bolomètres diminue. Pour ces simulations la compression à bord est de 4 images successives. Le graphe (haut) montre l'évolution des profils de PSF avec la constante de temps.



effet, si les détecteurs sont fortement polarisés alors la sensibilité peut chuter d'un facteur 2 (cf section 5.4.4), ce qui est prohibitif pour la plupart des observations Herschel qui visent à observer des objets relativement peu brillants. Cependant, un tel réglage pourrait être acceptable pour les programmes d'observation où la sensibilité n'est pas une contrainte forte et dont le but est de cartographier de très grandes régions du ciel avec une bonne résolution spatiale. Quoiqu'il en soit, la sur-polarisation des bolomètres ne pourrait être pertinente que pour une vitesse de balayage de  $60''/\text{sec}$ . En effet, à  $10$  ou  $20''/\text{sec}$ , le gain sur la taille de la PSF est marginal et ne pourrait justifier une telle perte de sensibilité. Notez par ailleurs que les résultats présentés dans cette section sont en bon accord avec les études préliminaires que j'avais conduites en 2005 (cf annexe A.5) avant que le simulateur PACS ne soit capable de générer des observations par balayage qui incluent les effets instrumentaux tels que le temps de réponse des détecteurs.

### 6.4.3 Taux de compression et vitesse de balayage

Le potentiel observationnel du Photomètre PACS dépend bien entendu des performances des détecteurs, mais également de la technique d'observation utilisée. Dans la section précédente nous avons mis en avant l'influence croisée d'un effet instrumental, le temps de réponse des détecteurs, et d'un paramètre observationnel, la vitesse de balayage du télescope. Nous nous intéressons maintenant à un paramètre totalement indépendant des performances intrinsèques des bolomètres mais qui est cependant susceptible d'engendrer une dégradation de la PSF : la compression des données par le SPU à bord du satellite. En effet, le débit maximal de données que l'observatoire peut transmettre vers la Terre est de l'ordre de  $130 \text{ kbits/s}$  alors que le débit généré par le Photomètre PACS est d'environ  $1600 \text{ kbits/s}$  (cf section 1.3.3). Le SPU utilise des algorithmes de compression sans perte pour réduire le débit de données d'un facteur 4 mais il reste encore un facteur 4 de compression à atteindre. La solution qui a été retenue consiste à moyenner 4 images successives ramenant ainsi le débit de données dans les limites imposées par l'antenne à haut gain du satellite. De plus, dans le mode d'observation parallèle, *PMode*, de Herschel dans lequel les photomètres de PACS et de SPIRE sont utilisés simultanément, il est nécessaire de compresser les données PACS d'un facteur 2 supplémentaire amenant à 8 le nombre d'images moyennées par le SPU. Ce type de « compression par moyennage » requiert une puissance de calcul relativement faible qui reste compatible avec le CPU embarqué sur Herschel. D'autre part, le bruit contenu dans le signal temporel n'étant pas corrélé, le calcul de la moyenne de  $N$  images a l'avantage de réduire d'un facteur  $\sqrt{N}$  le bruit du signal transmis. Cependant, lorsque le télescope observe en mode de balayage, l'information spatiale contenue dans chacune des images moyennées se retrouve « mélangée » et l'image résultante risque d'être dégradée. En effet le Photomètre PACS échantillonne entièrement le champ de vue du télescope toutes les  $25 \text{ ms}$ , et lorsque le champ change entre chaque mesure, chacune des images enregistrées représente une région différente du ciel. Plus le télescope balaye vite le ciel, et plus les différences entre les images prises dans la moyenne sont importantes. Plus le nombre d'images moyennées est grand, et plus l'image résultante sera dégradée par la « compression ». Pour quantifier l'impact de la compression à bord sur la qualité des observations par balayage,

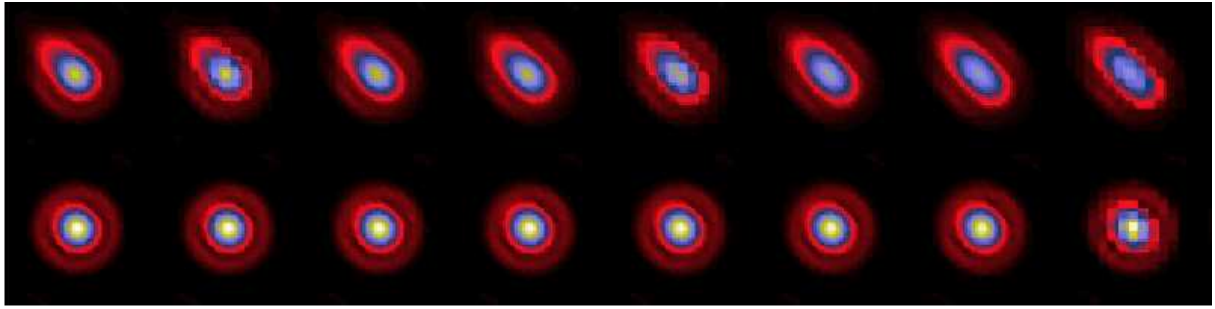


FIG. 6.8 Chaque imagerie est la projection sur une grille de  $0.8''$  d'une source ponctuelle observée en mode balayage avec le simulateur PACS. Le télescope effectue un seul passage sur la source d'en-bas à droite vers le haut à gauche. La constante de temps des bolomètres est de 60 ms. La fréquence d'échantillonnage est 40 Hz. Les vitesses de balayage sont de  $60''/\text{s}$  (ligne du haut) et de  $20''/\text{s}$  (ligne du bas). De gauche à droite sur la figure, le taux de compression par moyennage passe d'un facteur 2 à un facteur 9. Les PSF balayées à  $60''/\text{s}$  sont significativement altérées pour les forts taux de compression à bord. D'autre part, la résolution spatiale de certaines imageries projetées est limitée par la taille physique du pixel. Voir dans le texte pour les explications.

je me tourne une nouvelle fois vers le simulateur PACS.

Pour chaque simulation présentée dans la figure 6.8, nous simulons plusieurs observations par balayage d'une source ponctuelle en ne changeant qu'un seul paramètre à la fois. La fréquence d'échantillonnage de la caméra est toujours de 40 Hz, la constante de temps est fixée à 60 ms, et les PSF sont reprojétées sur une grille de  $0.8''$  de côté. Nous explorons le taux de compression de 2 à 9 images consécutives moyennées pour deux vitesses de balayage (20 et  $60''/\text{s}$ ). Au premier coup d'oeil sur la figure 6.8 nous remarquons qu'au moins 4 configurations donnent des PSF à l'aspect douteux (par exemple pour un nombre de moyenne  $N_{SPU}=9$  et une vitesse de balayage de  $V_{scan}=20''/\text{s}$ , imagerie en-bas à droite). Pour mettre hors de cause un éventuel bug du simulateur, je me suis intéressé à ce résultat inattendu et pourtant prévisible. J'en donnerai l'explication détaillée dans la section 6.4.4.

En ce qui concerne les PSF simulées, nous pouvons extraire leurs profils et les ajuster avec des gaussiennes pour quantifier leurs propriétés, de la même manière que dans la section précédente. La figure 6.9 présente le profil des PSF simulées et montre que l'impact de la compression à bord est minimisé pour les faibles vitesses de balayage et pour les petits nombres de moyenne, c'est-à-dire lorsque les images prises dans la moyenne ne diffèrent pas trop les unes des autres. Nous voyons que pour une vitesse de balayage du ciel de  $20''/\text{s}$  la PSF est peu affectée par le nombre d'images moyennées. Par contre, les sources balayées à  $60''/\text{s}$  se trouvent significativement élargies et atténuées dans la direction du balayage lorsque le nombre de moyenne augmente. Par exemple pour  $N_{SPU}=8$ , le pic d'intensité baisse de 30 %. D'après les figures 6.6 et 6.9 la PSF d'une source ponctuelle balayée à  $60''/\text{s}$  en *PMode* ( $N_{SPU}=8$ ) est atténuée et élargie d'un facteur 2 par rapport à une source balayée à  $10''/\text{s}$ , ce qui représente une dégradation considérable des performances de l'Observatoire. Le *PMode* semble être assez populaire parmi

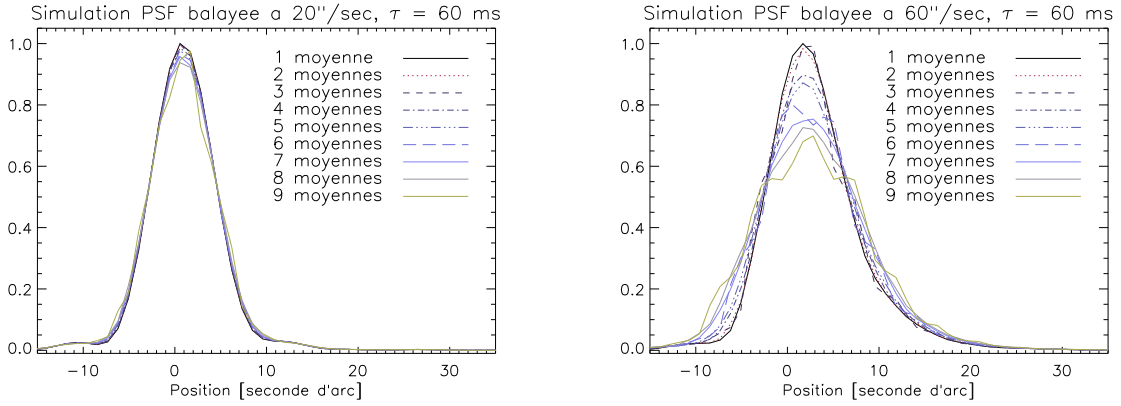


FIG. 6.9 Profils des PSF simulées de la figure 6.8. La dégradation de la PSF par le moyennage à bord est négligeable à  $20''/s$  mais devient significative pour un balayage du ciel à  $60''/s$ . Notez que la compression à bord réalisée par le simulateur ne décale pas le pic d'intensité car la position associée à l'image moyennée est la moyenne des positions de chacune des images prises dans la moyenne. Notez également que l'élargissement des PSF est symétrique contrairement à l'élargissement produit par la constante de temps (cf figures 6.6 et 6.7); cette dernière ne pouvant influencer le signal dans le futur.

les futurs utilisateurs d'Herschel puisqu'il fournira des données PACS et SPIRE simultanément, mais il est impératif d'avertir les observateurs désirant balayer le ciel à grande vitesse que la sensibilité effective ne sera pas celle annoncée comme nominale. Pour ne citer qu'un seul programme nécessitant l'utilisation du *PMode* à grande vitesse de balayage, je citerais le programme clef de temps ouvert de Sergio Molinari (Molinari 2007) qui consiste à cartographier entièrement le plan galactique de  $-0.5$  à  $+0.5$  degrés de latitude de part et d'autre de l'équateur galactique.

#### 6.4.4 Compression à bord, vitesse et angle de balayage

Dans cette section je m'intéresse à l'échantillonnage du ciel par le Photomètre PACS, avec le but avoué d'expliquer les « aberrations » observées lors des simulations présentées dans la figure 6.8. Car il s'agit bien d'un effet d'échantillonnage qui donne à certaines PSF cet aspect « pixelisé ». Il faut rappeler que les images générées par le simulateur PACS ont été projetées sur une grille de  $0.8''$  de côté pour reconstruire la PSF, alors que la taille physique des pixels est de  $3.2''$  dans le cas présent du BFP bleu. Toutes les PSF de la figure 6.8 sont donc échantillonnées à  $0.8''$ , mais l'échantillonnage de certaines est effectivement limité à  $3.2''$ . Ceci est dû à un effet géométrique qui se produit pour certaines combinaisons des paramètres d'observation.

Prenons l'exemple de l'imagerie en-bas à droite de la figure 6.8 qui présente tous les symptômes d'un échantillonnage grossier par rapport aux autres imageries. La fréquence de lecture est de  $40$  Hz et le nombre de moyennes à bord est de  $9$ . Les images transmises vers la Terre sont donc échantillonnées à une fréquence effective  $\nu_{eff} = \frac{40}{9} = 4.44$  Hz. D'autre part le télescope dérive à raison de  $20''$  par seconde de sorte que deux images successives se trouvent

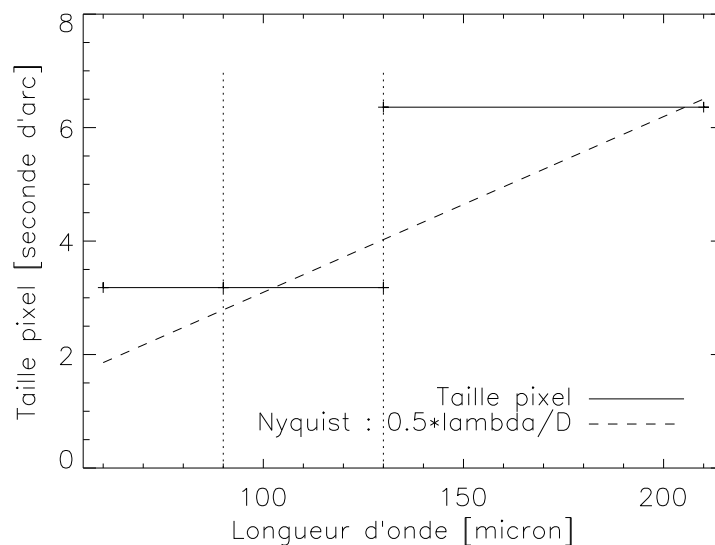


FIG. 6.10 Comparaison entre la taille physique des pixels et l'échantillonnage optimum des images selon le critère de Nyquist ( $0.5F\lambda$ ). La caméra n'échantillonne pas à Nyquist pour les bandes à 75 et 170  $\mu\text{m}$ .

décalées de  $4.5''$  l'une de l'autre. Dans le cas des simulations présentées, le balayage s'effectue suivant la diagonale d'une matrice (angle de  $45^\circ$  avec la grande longueur de la caméra), la distance qui sépare le centre de deux pixels dans cette direction est de  $3.2'' / \cos(45) = 4.5''$ . Le télescope se déplace donc d'un pixel exactement entre chaque échantillonnage du champ de vue. Pour les images simulées avec  $N_{SPU} = 9$  et  $V_{scan} = 20''/\text{s}$ , quelque soit la finesse de la grille de projection utilisée, l'échantillonnage de l'image reconstruite reste limitée par la taille physique du pixel.

À l'inverse, il est possible de choisir une combinaison  $(N_{SPU}, V_{scan}, \theta_{scan})$  telle que l'échantillonnage spatial de la carte reconstruite soit supérieur à l'échantillonnage nominal de la caméra défini par la taille du pixel. Ceci peut s'avérer extrêmement intéressant pour échantillonner le ciel plus précisément, c'est-à-dire affiner l'échantillonnage jusqu'à atteindre la résolution spatiale maximale donnée par le théorème d'échantillonnage de *Nyquist-Shannon* (échantillonnage maximum à  $0.5F\lambda$  pour une PSF filtrant à  $F\lambda$ , cf section 2.2.3). La figure 6.10 montre la taille physique d'un pixel du Photomètre PACS en fonction de la longueur d'onde et la compare au critère de Nyquist. La figure révèle que les voies centrées à 75 et 170  $\mu\text{m}$  sous-échantillonnent la PSF au sens de Nyquist. Je vais donc généraliser l'analyse faite précédemment pour le cas particulier de la figure 6.8 dans le but de déterminer les combinaisons de  $(N_{SPU}, V_{scan}, \theta_{scan})$  qui permettent d'atteindre la résolution maximale pour une observation par balayage avec couverture homogène<sup>9</sup>.

La figure 6.11 montre le schéma de quelques pixels d'une matrice PACS ainsi que les

<sup>9</sup> « Couverture homogène » signifie que le télescope n'effectue qu'un seul passage sur une même zone du ciel, d'après le manuel d'utilisateur de HSPOT, tout comme les simulations présentées dans ce chapitre.

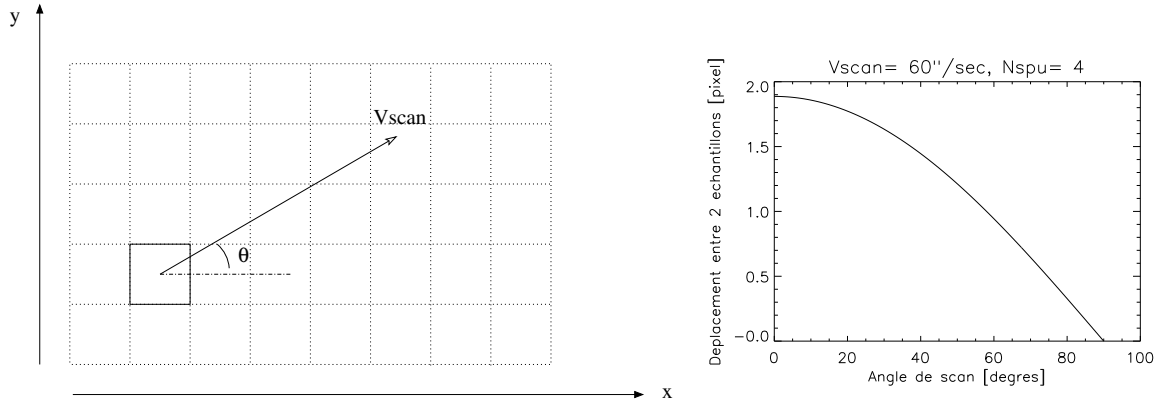


FIG. 6.11 À gauche : Schéma du plan focal PACS projeté sur le ciel. Le télescope dérive à la vitesse  $V_{scan}$ . L'angle  $\theta_{scan}$  définit la direction de balayage du télescope par rapport à l'axe des  $x$  (grande longueur de la caméra). À droite : Déplacement, suivant le grand axe de la caméra, d'un point du ciel entre deux échantillons en fonction de l'angle de balayage. La fréquence effective est  $\nu_{eff} = \frac{40}{N_{SPU}}$ .

paramètres utilisés pour le calcul de l'échantillonnage spatial. La vitesse de balayage est  $V_{scan}$ , la direction du balayage fait un angle  $\theta_{scan}$  avec la grande longueur de la caméra (64 pixels pour le plan bleu et 32 pour le plan rouge). La grande longueur correspond aux abscisses sur la figure. Le graphe de droite montre la projection sur l'axe des  $x$  de l'écart angulaire entre deux images consécutives en fonction de l'angle de balayage. La fréquence d'échantillonnage temporelle effective est  $\nu_{eff} = \frac{40}{N_{SPU}}$ . Si le télescope se déplace d'un angle  $\alpha$  dans le ciel entre deux échantillonnages du champ de vue, alors l'échantillonnage spatial de l'image reconstruite sera  $\frac{1}{\alpha}$ . Plus le déplacement du télescope est petit entre deux images successives, et plus l'échantillonnage spatial est fin. Cependant le véritable calcul est un peu plus subtil car il prend en compte la taille physique du pixel et la longueur du plan focal. Pour simplifier la géométrie du problème, je considère un point du ciel qui balaye le champ de vue du Photomètre en passant par le centre du plan focal. Avant de projeter et de co-additionner chacune des images individuelles sur une grille, j'utilise l'astrométrie de l'observation afin de les superposer de sorte que les toutes les structures du ciel coïncident. Je calcule ensuite la distance qui sépare le centre des pixels ayant échantillonné un même point du ciel pendant l'observation. La précision maximale de la projection est l'inverse de la distance ainsi calculée. Les courbes sont donc des portions d'hyperbole qui dépendent de la taille du pixel, de la géométrie du plan focal et de la distance parcourue entre deux images successives. La figure 6.12 présente le résultat de mes calculs pour le cas ( $N_{SPU} = 8$ ,  $V_{scan} = 20''/\text{s}$ ), et le compare au critère d'échantillonnage de Nyquist. Nous voyons que la plupart des angles autorise un échantillonnage spatial supérieur au critère de Nyquist. Notez toutefois que le sur-échantillonnage de la PSF n'apporte aucune information spatiale supplémentaire sur la scène observée. Par contre, pour certains angles ( $\sim 37^\circ$  pour l'axe des  $x$  et  $\sim 53^\circ$  pour l'axe des  $y$ ) la figure 6.12 montre que la précision est limitée par la taille du pixel, c'est-à-dire que l'écart entre deux images successives est approximativement d'un pixel.

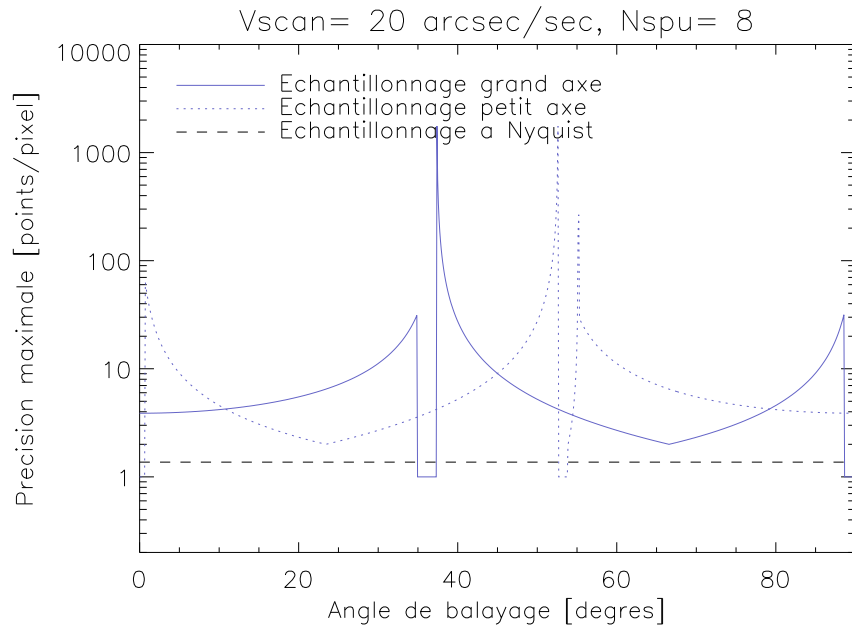


FIG. 6.12 Échantillonnage spatial maximal avec laquelle nous pouvons reconstruire une carte balayée à  $75 \mu\text{m}$  pour  $N_{SPU} = 8$  et  $V_{scan} = 20''/\text{s}$ . Cette configuration correspond au mode parallèle de l'Observatoire Herschel. Les courbes en trait plein et en pointillés représentent respectivement la précision d'échantillonnage suivant l'axe des  $x$  et suivant l'axe des  $y$  selon la notation de la figure 6.11. Ce sont des portions d'hyperbole qui dépendent de la taille du pixel, de la géométrie du plan focal et de la distance parcourue entre deux images successives. La droite en tiret donne le critère de Nyquist à la longueur d'onde considérée. La plupart des angles de balayage autorise un échantillonnage optimum. Cependant, pour quelques angles, l'échantillonnage est inférieur au critère de Nyquist.

Pour une observation à  $75$  ou  $170 \mu\text{m}$ , la carte du ciel reconstruite ne sera pas échantillonnée de façon optimale (cf figure 6.10). De plus, si la grille de projection est plus fine que la taille du pixel, alors l'image reconstruite apparaîtra mieux échantillonnée dans une direction que dans l'autre.

L'aspect discontinu des courbes de la figure 6.12 est dû au calcul théorique qui ne prend pas en compte les aberrations optiques et autres altérations du champ de vue du télescope. Inclure ces aberrations aurait tendance à « adoucir » les courbes et à amortir les variations brutales de résolution. Le but de mon analyse est tout de même atteint puisque nous avons maintenant un moyen de prédire les angles pour lesquels une observation par balayage sous-échantillonne le ciel. Dans le tableau 6.6, je recense toutes les combinaisons des paramètres d'observation ( $N_{SPU}$ ,  $V_{scan}$ ,  $\theta_{scan}$ ) qui sont proposées par l'Observatoire Herschel et qui ne permettent pas un échantillonnage optimum au sens de Nyquist. Notez que le tableau ne contient que des angles compris entre  $0$  et  $90^\circ$ , pour les angles de balayage supérieurs à  $90^\circ$  il suffit de prendre les angles supplémentaires (symétrie axiale). Nous voyons que la contrainte sur les angles de balayage est

	BFP bleu		BFP rouge	
	Axe des $x$	Axe des $y$	Axe des $x$	Axe des $y$
	36 - 37°	0°		
$N_{SPU} = 8$	57 - 58°	15°	55 - 57°	0°
$V_{scan} = 60''/s$	74°	31°	88 - 90°	33°
	89-90°	52°		
$N_{SPU} = 8$	35 - 37°	0°		
$V_{scan} = 20''/s$	88 - 90°	52 - 53°	84 - 90°	0 - 3°
$N_{SPU} = 4$	57°	0 - 3°		
$V_{scan} = 60''/s$	89 - 90°	32°	86 - 90°	0 - 1°
$N_{SPU} = 4$				
$V_{scan} = 20''/s$	87 - 90°	0 - 1°	78 - 90°	0 - 16°
$N_{SPU} = 4$				
$V_{scan} = 10''/s$	84 - 90°	0 - 3°	66 - 90°	0 - 12°

TAB. 6.6 Liste exhaustive des angles de balayage qui n'autorisent pas l'échantillonnage du ciel suivant le critère de Nyquist. Toutes les combinaisons possibles des paramètres d'observation de Herschel sont recensées dans le tableau. Les deux cas ( $N_{SPU} = 8, V_{scan} = 60$ ) et ( $N_{SPU} = 8, V_{scan} = 20$ ) correspondent au *Pmode* de l'Observatoire. Le calcul a été effectué pour des angles compris entre 0 et 90°, au-delà il suffit de prendre les angles supplémentaires. Notez que les angles suivant les axes  $x$  et  $y$  ne sont pas complémentaires, la raison étant que le plan focal n'est pas symétrique par rapport à sa diagonale. Les angles qui n'apparaissent pas dans le tableau permettent donc de reconstruire des cartes du ciel à la résolution spatiale optimale. Le calcul de ces angles dépend de  $N_{SPU}$ ,  $V_{scan}$ ,  $\theta_{scan}$ , de la taille du pixel et de la géométrie du plan focal ; par contre il ne prend pas en compte les aberrations optiques du système.

relativement faible, il n'y a qu'une petite fraction des angles possibles qui sont à bannir, il sera donc facile pour les utilisateurs d'Herschel de s'assurer du bon échantillonnage de leurs observations en évitant les quelques configurations citées dans le tableau 6.6.

Remarquez que l'étude présentée ici est basée sur un raisonnement semblable à celui présenté dans la section 5.3.1 à propos de l'échantillonnage temporel d'un signal choppé. De la même façon nous comparons la fréquence d'échantillonnage effective du signal  $\nu_{eff}$  avec la fréquence de modulation générée par le mouvement du télescope ( $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v} = kV_{scan} \cos \theta_{scan}$ , cf sec. 6.4.2). Lorsque ces deux fréquences sont commensurables, le télescope se déplace d'un nombre entier de fois la taille du pixel entre deux échantillons successifs, ce qui revient à échantillonner le ciel toujours sur la même grille. Par contre lorsqu'elles sont non-commensurables, le champ de vue se décale d'une fraction de pixel entre deux images et le ciel est alors échantillonné plus

finement (voir la figure 5.11 pour faire le parallèle avec un signal choppé). Notez également que le photomètre SPIRE, et les autres bolomètres à cornet de manière générale, possèdent des angles privilégiés qui permettent d'échantillonner le ciel au sens de Nyquist. Par contre, les contraintes sont beaucoup plus importantes pour ces types de détecteurs (cornets à 1 ou  $2F\lambda$ ) que pour les bolomètres PACS ; par exemple SPIRE n'offre que deux « angles magiques » (Sibthorpe et al. 2006), tous les autres angles de balayage sous-échantillonnent le ciel.





## Chapitre 7

# Conclusions

### 7.1 Pour les futurs développements

En 1997, la conception de matrices de bolomètres monolithiques multiplexés à froid est apparue comme un projet audacieux pour certains, périlleux pour d'autres. Et pourtant, le photomètre PACS est aujourd'hui livré à l'ESA avec les performances attendues. Pour capitaliser l'investissement du CEA, le LETI et le DAPNIA poursuivent leurs efforts et développent une filière bolomètre infrarouge. Trois projets sont actuellement en cours. ARTEMIS (Talvard et al. 2006) est un instrument sub-millimétrique grand champ qui possède 16 matrices de bolomètres dans le plan focal et qui devrait être installé sur le télescope APEX dans les Andes chiliennes. PILOT (Bernard et al. 2007) est un projet ballon dont l'objectif est de mesurer la polarisation du milieu interstellaire dans l'infrarouge lointain ; la plateforme sera équipée d'une matrice de type PACS. CAMISTIC (Minier et al. 2006) est une caméra qui devrait être installée sur le télescope IRAIT en Antarctique pour réaliser des mesures de transparence de l'atmosphère dans l'infrarouge lointain.

Fort de l'expérience acquise lors de la caractérisation et de l'étalonnage des matrices de bolomètres PACS, je propose maintenant quelques commentaires et recommandations qui devraient faciliter les futurs tests et éventuellement améliorer les performances et l'exploitation des instruments à venir :

- La possibilité d'injecter une tension de référence à proximité des bolomètres a joué un rôle central dans la procédure d'étalonnage des détecteurs ; il est donc crucial de conserver cette fonctionnalité pour les futurs développements.
- Pour le Photomètre PACS, la sonde de température la plus proche des matrices se trouve sur le doigt froid qui connecte les BFP au cryo-réfrigérateur (figure 1.15). Or, plusieurs interfaces thermiques séparent la sonde de température et les bolomètres, les mesures absolues de la température des détecteurs sont donc potentiellement biaisées. Il est capital pour les futurs instruments d'ajouter une sonde de température proche des matrices, sur le BU et/ou le CL par exemple. Cela permettrait d'étudier quantitativement la corrélation qu'il existe entre le bruit basse fréquence du signal et les lentes dérives de température du plan focal.

- Le séquenceur des futures matrices devrait être plus flexible que celui de PACS. En effet, l'électronique de lecture pouvant fonctionner à 1280 Hz en mode DDCS ( $40 \text{ Hz} \times 16 \text{ pixels} \times (V_{ptmil} \text{ et } V_{ref})$ ), il serait intéressant de proposer un mode direct qui échantillonnerait le signal à 80 Hz plutôt qu'à 40 Hz, une telle modification de l'électronique chaude serait mineure<sup>1</sup> et nous gagnerions un facteur  $\sqrt{2}$  sur le rapport signal-à-bruit. De plus, si le séquenceur était programmable sur des périodes plus longues que la phase pixel, nous pourrions adapter le mode DDCS pour prendre en compte les mesures de dérive basse fréquence de la section 6.3 ; c'est-à-dire que pour minimiser les perturbations induites par le mode DDCS, il serait préférable d'échantillonner  $V_{ptmil}$  pendant le temps de cohérence du signal ( $\sim 1 \text{ s}$ ) puis de commuter sur  $V_{ref}$  pour effectuer la mesure de référence pendant une fraction de seconde seulement avant de retourner sur  $V_{ptmil}$ . Cette manière de procéder est certainement la plus efficace pour éliminer les dérives basse fréquence dues au circuit de lecture tout en perturbant le moins possible le niveau de point milieu. Enfin, avec un séquenceur plus flexible, nous pourrions bloquer l'adressage sur un pixel unique et échantillonner le signal à des fréquences allant de quelques Hz à 1280 Hz ; nous pourrions ainsi contraindre plus précisément la constante de temps de l'électronique de lecture et confirmer/infirmar l'existence de l'offset mis en évidence dans la section 4.3.2.
- La dynamique de l'électronique chaude devrait être augmentée soit en utilisant des ADC 32-bits au lieu de 16-bits soit en réduisant la dispersion de signal avant numérisation, en soustrayant analogiquement des cartes de points milieux par exemple.
- Étant donné la saturation des transistors du circuit de lecture lorsque la tension d'entrée du CL est inférieure à  $\sim 300 \text{ mV}$  (section 4.2), il faudrait modifier l'électronique chaude pour autoriser les valeurs positives de  $V_l$ , cela permettrait aux points milieux de dépasser la limite de 300 mV pour les faibles tensions de polarisation, et nous pourrions de surcroît réaliser un étalonnage plus fiable de l'électronique de lecture (mesures  $V_h = V_l$  et  $V_{hb}$  au lieu de  $V_{ref}$  et  $V_{hb}$  comme suggéré dans la section 4.3.2).
- Lorsque deux matrices sont connectées sur un même BU, il faut veiller à bien les appairer, c'est-à-dire s'assurer que le niveau de points milieux des deux matrices est bien comparable. En effet, le groupe 4 du BFP bleu (les deux matrices en haut à droite sur la figure 4.7) comporte deux matrices dont les offsets sont décalés d'environ 100 mV, leur réglage a donc été assez délicat puisque soit l'une soit l'autre était à la limite de saturation de l'ADC.
- Il serait également utile d'implémenter un contrôle actif de la température du plan focal sur le banc de test, les mesures de courbes I-V seraient alors plus précises, et nous pourrions réitérer la procédure de caractérisation pour différentes températures de la source froide pour mesurer l'évolution du bruit et de la réponse des bolomètres avec la température.
- Il faudrait poursuivre l'exploitation du modèle de bolomètre de Revéret (2004) avec

---

<sup>1</sup>La modification consisterait à modifier le mode DDCS en sommant, plutôt qu'en soustrayant, les deux conversions successives d'une même phase pixel (cf section 3.3.2).

les courbes I-V récemment mesurées et les mesures de points milieux. Il serait également utile d'étendre ce modèle en y incluant l'électronique de lecture, nous pourrions ainsi étudier de manière plus quantitative l'impact des injections de charges parasites sur les mesures de bruit.

- D'après des mesures récentes de courbes I-V réalisées sur des matrices extrêmement impédantes, c'est-à-dire avec des résistances de l'ordre de  $10^{15} \Omega$ , il semble que la réponse de ces détecteurs ne soient que deux fois supérieures à celle des matrices PACS alors que celles-ci sont trois ordres de grandeur moins impédantes. Cela semble indiquer que la réponse des bolomètres n'est pas limitée par la réponse électrique ( $\alpha \propto dR/dT$ ) mais plus vraisemblablement par la réponse thermique (équation 2.1). Une amélioration de la NEP, pour le projet SPICA par exemple, dont l'objectif est d'atteindre  $10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ , nécessiterait une diminution de la capacité calorifique des grilles absorbantes, soit en abaissant la température de fonctionnement à 100 mK soit en réduisant la masse de la grille ( $1 \mu\text{m}$  d'épaisseur au lieu de  $5 \mu\text{m}$ ). Cependant, la réduction de la capacité calorifique risque de rallonger considérablement la constante de temps thermique des bolomètres. Les études de faisabilité pour les détecteurs de SPICA sont en cours au LETI et au DAPNIA.

## 7.2 Conclusions et perspectives

Les appels à proposition de l'ESA pour les projets clefs de temps garanti et de temps ouvert ont récemment montré que le Photomètre PACS a été très largement sollicité par la communauté astronomique. En effet, si l'on considère que l'Observatoire Spatial Herschel possède cinq voies de détection, c'est-à-dire deux photomètres avec SPIRE et PACS et trois spectromètres avec SPIRE, PACS et HIFI, le Photomètre PACS à lui seul représente 25 % des demandes de temps garanti et plus de 50% des demandes de temps ouvert (34% en instrument principal et 20% en mode parallèle).

Dans cette thèse, j'ai montré que la sensibilité du Photomètre PACS est conforme à la spécification scientifique du PhFPU qui est de 5 mJy ( $5\sigma$ , 1 hr) sur source ponctuelle. Dans l'éventualité où l'environnement électromagnétique de l'instrument soit trop instable pour utiliser le mode direct, j'ai proposé plusieurs options pour améliorer les performances des matrices en mode DDCS. J'ai également déterminé la bande d'utilisation des bolomètres, c'est-à-dire de 1 à 5 Hz environ, ce qui a permis d'adapter les différents modes d'observation aux caractéristiques des détecteurs afin d'assurer une utilisation optimale de l'instrument en vol.

Mais l'aventure n'est pas finie, le lancement de Herschel est prévu pour la fin de l'année 2008, et les six premiers mois de voyage seront consacrés à la vérification des performances des instruments. Cette période sera sans doute très intense pour les membres du groupe ICC. Pour ma part, je reste impliqué dans le projet Herschel et je devrai pouvoir apporter mon aide pour affiner le réglage des bolomètres puisque je vais effectuer mon postdoc au *NASA Herschel Science Center* à Caltech/IPAC, Pasadena.

Du côté astrophysique, j'ai eu l'opportunité au cours de ma thèse d'aller observer avec le VLT dans le cadre du temps garanti de l'instrument VISIR (Lagage et al. 2006). L'objectif de ces observations était de réaliser des mesures spectroscopiques basse résolution en infrarouge moyen (8-13  $\mu\text{m}$ ) d'une galaxie naine à flambée d'étoiles, à savoir He 2-10. Cette galaxie est particulièrement intéressante car elle contient de jeunes amas stellaires encore profondément enfouis dans leur cocon de gaz et de poussière. Ces amas contiendraient plusieurs milliers d'étoiles OB, ce qui justifie leur qualification de super-amas stellaires. Il est vraisemblable que ces super-amas évoluent en amas globulaires tels que ceux observés aujourd'hui dans notre Galaxie. Toutefois, compte tenu des fortes pressions et des maintes dérives de la date de livraison du PhFPU, et par conséquent du temps supplémentaire qui nous a été octroyé, j'ai donné la priorité à l'étalonnage des matrices plutôt qu'à l'analyse des spectres de He 2-10. J'ai cependant pu traiter les données VISIR, mais l'interprétation des spectres obtenus n'a pas encore commencé. Je compte finir ce travail lors de mon postdoc à IPAC.

## Références

- Agnèse, P., C. Buzzi, P. Rey, L. Rodriguez, and J.-L. Tissot (1999, July). New technological development for far-infrared bolometer arrays. In B. F. Andresen and M. Strojnik Scholl (Eds.), *Proc. SPIE Vol. 3698, p. 284-290, Infrared Technology and Applications XXV*, Bjorn F. Andresen; Marija Strojnik Scholl; Eds., pp. 284–290.
- Allan, D. (1966). Statistics of atomic frequency standards. In *Proceedings of the IEEE*, Volume 54, pp. 221,230.
- Allen, C. A., J. Abrahams, D. J. Benford, J. A. Chervenak, D. T. Chuss, J. G. Staguhn, T. M. Miller, S. H. Moseley, and E. J. Wollack (2006, July). Far infrared through millimeter backshort-under-grid arrays. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62750B (2006).*
- André, P. and F. Motte (2000). FIRST and the Earliest Stages of Star Formation. In F. Favata, A. Kaas, and A. Wilson (Eds.), *Star Formation from the Small to the Large Scale*, Volume 445 of *ESA Special Publication*, pp. 219–+.
- Andre, P., D. Ward-Thompson, and F. Motte (1996, October). Probing the initial conditions of star formation : the structure of the prestellar core L 1689B. *A&A* 314, 625–635.
- Andrews, D. H., R. M. Milton, and W. Desorbo (1946, September). A fast superconducting bolometer. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* 36, 518–+.
- Audley, M. D., W. S. Holland, T. Hodson, M. MacIntosh, I. Robson, K. D. Irwin, G. Hilton, W. D. Duncan, C. Reintsema, A. J. Walton, W. Parkes, P. A. R. Ade, I. Walker, M. Fich, J. Kycia, M. Halpern, D. A. Naylor, G. Mitchell, and P. Bastien (2004, October). An update on the SCUBA-2 project. In C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Edited by Jonas Zmuidzinas, Wayne S. Holland and Stafford Withington Proceedings of the SPIE, Volume 5498, pp. 63-77 (2004).*, Volume 5498 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 63–77.
- Bahcall, J. N., C. A. Beichman, C. Canizares, J. Cronin, D. Heeschen, J. Houck, D. Hunten, C. F. McKee, R. Noyes, J. P. Ostriker, W. Press, W. L. W. Sargent, B. Savage, R. W. Wilson, and S. Wolff (1991). *The decade of discovery in Astronomy and Astrophysics*. Washington, D.C. : National Academy Press.
- Benford, D. J., J. G. Staguhn, T. J. Ames, C. A. Allen, J. A. Chervenak, C. R. Kennedy, S. Lefranc, S. F. Maher, S. H. Moseley, F. Pajot, C. Rioux, R. A. Shafer, and G. M. Voellmer (2006, July). First astronomical images with a multiplexed superconducting bolometer array. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62751C (2006).*, Volume 6275 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Bennett, C. L., R. S. Hill, G. Hinshaw, M. R. Nolta, N. Odegard, L. Page, D. N. Spergel, J. L. Weiland, E. L. Wright, M. Halpern, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, G. S. Tucker, and E. Wollack (2003, September). First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Foreground Emission. *ApJS* 148, 97–117.
- Benoît, A., P. Ade, A. Amblard, R. Ansari, E. Aubourg, J. Bartlett, J.-P. Bernard, R. S. Bhatia, A. Blanchard, J. J. Bock, A. Boscaleri, F. R. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. de Bernardis, J. Delabrouille, F.-X. Désert, O. Doré, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J.-C. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versillé, V. V. Hristov, J. Kaplan, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. E. Lange, K. Madet, B. Maffei,

- D. Marrone, S. Masi, J. A. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Perrin, M. Piat, J.-L. Puget, D. Santos, R. V. Sudiwala, J.-C. Vanel, D. Vibert, E. Wakui, and D. Yvon (2002, May). Archeops : a high resolution, large sky coverage balloon experiment for mapping cosmic microwave background anisotropies. *Astroparticle Physics* 17, 101–124.
- Benoît, A., S. J. C. Yates, E. Grémion, T. Durand, C. Hoffmann, S. Leclercq, A. Monfardini, A. Cavanna, B. Etienne, G. U., and Y. Jin (2008, January). A time domain multiplexer for large arrays of high impedance low temperature bolometers. *Journal of low temperature physics* 0, 0–0.
- Bernard, J.-P., P. Ade, P. Debernardis, M. Giard, M. Griffin, P. Hargrave, A. Laurens, B. Leriche, C. Leroy, Y. Longval, C. Marty, S. Madden, B. Maffei, S. Masi, C. Meny, M.-A. Miville-Deschênes, J. Narbonne, L. Nati, F. Pajot, G. Pisano, E. Pointecouteau, N. Ponthieu, I. Ristorcelli, L. Rodriguez, G. Roudil, M. Salatino, and G. Savini (2007). PILOT : Measuring polarization in the Interstellar Medium. In *EAS Publications Series*, pp. 189–203.
- Billot, N., P. Agnès, J.-L. Auguères, A. Béguin, A. Bouère, O. Boulade, C. Cara, C. Cloué, E. Doumayrou, L. Duband, B. Horeau, I. le Mer, J. Lepennec, J. Martignac, K. Okumura, V. Révère, M. Sauvage, F. Simoens, and L. Vigroux (2006, July). The Herschel/PACS 2560 bolometers imaging camera. In *Space Telescopes and Instrumentation I : Optical, Infrared, and Millimeter. Edited by Mather, John C. ; MacEwen, Howard A. ; de Graauw, Mattheus W. M.. Proceedings of the SPIE, Volume 6265, pp. 62650D (2006).*
- Bock, J. J., D. Chen, P. D. Mauskopf, and A. E. Lange (1995, November). A Novel Bolometer for Infrared and Millimeter-Wave Astrophysics. *Space Science Reviews* 74, 229–235.
- Boggess, N. W., J. C. Mather, R. Weiss, C. L. Bennett, E. S. Cheng, E. Dwek, S. Gulkis, M. G. Hauser, M. A. Janssen, T. Kelsall, S. S. Meyer, S. H. Moseley, T. L. Murdock, R. A. Shafer, R. F. Silverberg, G. F. Smoot, D. T. Wilkinson, and E. L. Wright (1992, October). The COBE mission - Its design and performance two years after launch. *ApJ* 397, 420–429.
- Bonanno, G., F. Lillo, and R. Mantegna (2001). 1/f and 1/f<sup>2</sup> noise in financial time series. In *Proceedings of 16th International Conference on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations*.
- Boyle, W. S. and K. F. Rodgers, Jr. (1959, January). Performance characteristics of a new low-temperature bolometer. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* 49, 66–+.
- Burton, M. (2006, August). An overview of Astronomy in Antarctica. *Astronomy in Antarctica, 26th meeting of the IAU, Special Session 7, 22-23 August, 2006 in Prague, Czech Republic, SPS7, #1 7, ,*
- Buzzi, C. (1999). *Développement de bolomètres monolithiques silicium refroidis à 0.3 K pour le satellite FIRST*. Ph. D. thesis, Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier.
- Caceci, M. S. and W. P. Cacheris (1984). Fitting curves to data. *Byte* 9, 340,.
- Calzetti, D. (2001, December). The Dust Opacity of Star-forming Galaxies. *PASP* 113, 1449–1485.
- Cesarsky, C. J., A. Abergel, P. Agnese, B. Altieri, J. L. Augueres, H. Aussel, A. Biviano, J. Blommaert, J. F. Bonnal, F. Bortoletto, O. Boulade, F. Boulanger, S. Cazes, D. A. Cesarsky, A. Chedin, A. Claret, M. Combes, J. Cretolle, J. K. Davies, F. X. Desert, D. Elbaz, J. J. Engelmann, G. Epstein, A. Franceschini, P. Gallais, R. Gastaud, M. Gorisse, S. Guest, T. Hawarden, D. Imbault, M. Kleczewski, F. Lacombe, D. Landriu, J. Lapegue, P. Lena, M. S. Longair, R. Mandolesi, L. Metcalfe, N. Mosquet, L. Nordh, K. Okumura, S. Ott, M. Perault, F. Perrier, P. Persi, P. Puget, T. Purkins, Y. Rio, T. Robert, D. Rouan, A. Roy, O. Saint-Pe, J. Sam Lone, A. Sargent, M. Sauvage, F. Sibille, R. Siebenmorgen, F. Sirou, A. Soufflot, J. L. Starck, D. Tiphene, D. Tran, G. Ventura, L. Vigroux, F. Vivares,

- and R. Wade (1996, November). ISOCAM in flight. *A&A* 315, L32–L37.
- CFHTLS (2003). <http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/>.
- Cherednichenko, S., V. Drakinskiy, J. Baubert, B. Lecomte, F. Dauplay, J.-M. Krieg, Y. Delorme, A. Feret, H.-W. Hübers, A. D. Semenov, and G. N. Gol'tsman (2006, July). 2.5 THz multipixel heterodyne receiver based on NbN HEB mixers. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62750I (2006).*, Volume 6275 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Clampin, M., C. Bowers, L. Feinberg, and J. Project (2006, December). Status of the James Webb Space Telescope (JWST). In *Bulletin of the American Astronomical Society*, Volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pp. 1187–+.
- Condon, J. J. (1992). Radio emission from normal galaxies. *ARA&A* 30, 575–611.
- Dame, T. M., D. Hartmann, and P. Thaddeus (2001, February). The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey. *ApJ* 547, 792–813.
- D'Amico, A., G. Fortunato, and C. M. Van Vliet (1985). Conductivity and noise in thin films of nonhydrogenated amorphous silicon in the hopping regime. *Solid State Electronics* 28, 837.
- Dartois, E. (2006, January). Spectroscopic evidence of grain ice mantle growth in YSOs. I. CO ice modeling and limiting cases. *A&A* 445, 959–970.
- Dasyra, K. M., E. M. Xilouris, A. Misiriotis, and N. D. Kylafis (2005, July). Is the Galactic submillimeter dust emissivity underestimated? *A&A* 437, 447–456.
- de Graauw, T., E. Caux, R. Guesten, F. Helmich, J. Pearson, T. G. Phillips, R. Schieder, X. Tielens, P. Saraceno, J. Stutzki, C. K. Wafelbakker, and N. D. Whyborn (2005, December). The Herschel-Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI). In *Bulletin of the American Astronomical Society*, pp. 1219–+.
- Désert, F.-X. (2007, March). A design study of a CMB polarization satellite SAMPAN and bolometric camera developments. *New Astronomy Review* 51, 260–265.
- Devlin, M. J., P. A. R. Ade, I. Aretxaga, J. J. Bock, J. Chung, E. Chapin, S. R. Dicker, M. Griffin, J. Gundersen, M. Halpern, P. Hargrave, D. Hughes, J. Klein, G. Marsden, P. Martin, P. D. Mauskopf, B. Netterfield, L. Olmi, E. Pascale, M. Rex, D. Scott, C. Semisch, M. Truch, C. Tucker, G. Tucker, A. D. Turner, and D. Weibe (2004, October). The Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope (BLAST). In C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Edited by Jonas Zmuidzinas, Wayne S. Holland and Stafford Withington Proceedings of the SPIE, Volume 5498, pp. 42-54 (2004).*, Volume 5498 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 42–54.
- Dobbs, M., N. W. Halverson, P. A. R. Ade, K. Basu, A. Beelen, F. Bertoldi, C. Cohalan, H. M. Cho, R. Güsten, W. L. Holzapfel, Z. Kermish, R. Kneissl, A. Kovács, E. Kreysa, T. M. Lanting, A. T. Lee, M. Lueker, J. Mehl, K. M. Menten, D. Muders, M. Nord, T. Plagge, P. L. Richards, P. Schilke, D. Schwan, H. Spieler, A. Weiss, and M. White (2006, December). APEX-SZ first light and instrument status. *New Astronomy Review* 50, 960–968.
- Dowell, C. D., C. A. Allen, R. S. Babu, M. M. Freund, M. Gardner, J. Groseth, M. D. Jhabvala, A. Kovacs, D. C. Lis, S. H. Moseley, Jr., T. G. Phillips, R. F. Silverberg, G. M. Voellmer, and H. Yoshida (2003, February). SHARC II : a Caltech submillimeter observatory facility camera with 384 pixels. In T. G. Phillips and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter*



- and Submillimeter Detectors for Astronomy. Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE, Volume 4855*, pp. 73-87 (2003)., pp. 73-87.
- Downey, P. M., A. D. Jeffries, S. S. Meyer, R. Weiss, F. J. Bachner, J. P. Donnelly, W. T. Lindley, R. W. Mountain, and D. J. Silversmith (1984, March). Monolithic silicon bolometers. *Appl. Opt.* 23, 910-914.
- Draine, B. T. (2003). Interstellar Dust Grains. *ARA&A* 41, 241-289.
- Draine, B. T. and H. M. Lee (1984, October). Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *ApJ* 285, 89-108.
- Draine, B. T. and A. Li (2001, April). Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains. *ApJ* 551, 807-824.
- Dreyer, J. L. E., W. Huggins, J. Larmor, R. A. Sampson, D. Gill, J. A. Hardcastle, H. H. Turner, E. H. Hills, and F. W. Dyson (1912). *The scientific papers of Sir William Herschel, Volume I and II*. The Royal Society and the Royal Astronomical Society.
- Duband, L. and B. Collaudin (1999, December). Sorption coolers development at CEA-SBT. *Cryogenics* 39, 659-663.
- Duncan, W. D., G. Sandell, E. I. Robson, P. A. R. Ade, and M. J. Griffin (1990, March). A millimetre/submillimetre common user photometer for the James Clerk Maxwell Telescope. *MNRAS* 243, 126-132.
- Dunlop, L., D. M. Glowacka, D. J. Goldie, S. Withington, and G. Yassin (2006, July). Characterising the electrothermal properties of microstrip-coupled TES detectors. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, pp. 627507 (2006)., Volume 6275 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Dunne, L., H. Morgan, S. Eales, R. Ivison, and M. Edmunds (2004, May). Dust production in supernovae. *New Astronomy Review* 48, 611-614.
- Ehrenfreund, P. and S. B. Charnley (2000). Organic Molecules in the Interstellar Medium, Comets, and Meteorites : A Voyage from Dark Clouds to the Early Earth. *ARA&A* 38, 427-483.
- Fischer, J., T. H. N. Klaassen, G. Jakob, A. Poglitsch, and O. Sternberg (2004, July). Cryogenic Far-Infrared Laser Absorptivity Measurements of the Herschel Space Observatory Telescope Mirror Coatings. *Appl. Opt.* 43, 3765-3771.
- Fujiwara, M., T. Hirao, M. Kawada, H. Shibai, S. Matsuura, H. Kaneda, M. Patrashin, and T. Nakagawa (2003, April). Development of a gallium-doped germanium far-infrared photoconductor direct hybrid two-dimensional array. *Appl. Opt.* 42, 2166-2173.
- Galeazzi, M. and D. McCammon (2003, April). Microcalorimeter and bolometer model. *Journal of Applied Physics* 93, 4856-4869.
- Galliano, F., E. Dwek, and P. Chanial (2007, August). Stellar Evolutionary Effects on the Abundances of PAH and SN-Condensed Dust in Galaxies. *ArXiv e-prints* 708, 0.
- Garnett, J. D., M. Zandian, R. E. Dewames, M. Carmody, J. G. Pasko, M. Farris, C. A. Cabelli, D. E. Cooper, G. Hildebrandt, J. Chow, J. T. Montroy, J. Arias, J. Bajaj, K. Vural, and D. N. B. Hall (2004). Performance of 5 micron, Molecular Beam Epitaxy HgCdTe Sensor Chip Assemblies (SCAs) for the NGST Mission and Ground-Based Astronomy. In P. Amico, J. W. Beletic, and J. E. Beletic (Eds.), *Scientific Detectors for Astronomy, The Beginning of a New Era*, Volume 300 of *Astrophysics and Space Science Library*, pp. 59-79.
- Glenn, J., J. J. Bock, G. Chattopadhyay, S. F. Edgington, A. E. Lange, J. Zmuidzinas, P. D. Mauskopf, B. Rownd, L. Yuen, and P. A. Ade (1998, July). Bolocam : a millimeter-wave

- bolometric camera. In T. G. Phillips (Ed.), *Proc. SPIE Vol. 3357, p. 326-334, Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes, Thomas G. Phillips; Ed.*, Volume 3357 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 326–334.
- Grannan, S. M., P. L. Richards, and M. K. Hase (1997). Numerical optimization of bolometric infrared detectors including optical loading, amplifier noise, and electrical nonlinearities. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 18, 319–340.
- Griffin, M., A. Abergel, P. Ade, P. André, J.-P. Baluteau, J. Bock, A. Franceschini, W. Gear, J. Glenn, D. Griffin, K. King, E. Lellouch, D. Naylor, G. Olofsson, I. Perez-Fournon, M. Rowan-Robinson, P. Saraceno, E. Sawyer, A. Smith, B. Swinyard, L. Vigroux, and G. Wright (2006, July). Herschel-SPIRE : design, performance, and scientific capabilities. In *Space Telescopes and Instrumentation I : Optical, Infrared, and Millimeter. Edited by Mather, John C. ; MacEwen, Howard A. ; de Graauw, Mattheus W. M.. Proceedings of the SPIE, Volume 6265, pp. 62650A (2006).*
- Griffin, M. J., J. J. Bock, and W. K. Gear (2002, November). Relative performance of filled and feedhorn-coupled focal-plane architectures. *Appl. Opt.* 41, 6543–6554.
- Griffin, M. J. and W. S. Holland (1988, October). The influence of background power on the performance of an ideal bolometer. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 9, 861–875.
- Groppi, C., C. Walker, C. Kulesa, P. Pütz, D. Golish, P. Gensheimer, A. Hedden, S. Bussmann, S. Weinreb, T. Kuiper, J. Kooi, G. Jones, J. Bardin, H. Mani, A. Lichtenberger, and G. Narayanan (2006, July). SuperCam : a 64-pixel heterodyne imaging array for the 870-micron atmospheric window. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas ; Holland, Wayne S. ; Withington, Stafford ; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62750O (2006).*, Volume 6275 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Guiderdoni, B., E. Hivon, F. R. Bouchet, and B. Maffei (1998, April). Semi-analytic modelling of galaxy evolution in the IR/submm range. *MNRAS* 295, 877–898.
- Hanany, S., P. Ade, A. Balbi, J. Bock, J. Borrill, A. Boscaleri, P. de Bernardis, P. G. Ferreira, V. V. Hristov, A. H. Jaffe, A. E. Lange, A. T. Lee, P. D. Mauskopf, C. B. Netterfield, S. Oh, E. Pascale, B. Rabii, P. L. Richards, G. F. Smoot, R. Stompor, C. D. Winant, and J. H. P. Wu (2000, December). MAXIMA-1 : A Measurement of the Cosmic Microwave Background Anisotropy on Angular Scales of  $10' - 5^\circ$ . *ApJ* 545, L5–L9.
- Hanany, S., A. H. Jaffe, and E. Scannapieco (1998, September). The effect of the detector response time on bolometric cosmic microwave background anisotropy experiments. *MNRAS* 299, 653–660.
- Harper, D. A., A. E. Bartels, S. C. Casey, D. T. Chuss, J. L. Dotson, R. Evans, S. Heimsath, R. A. Hirsch, S. Knudsen, R. F. Loewenstein, S. H. Moseley, M. Newcomb, R. J. Pernic, T. S. Rennick, E. Sandberg, D. B. Sandford, M. L. Savage, R. F. Silverberg, R. Spotz, G. M. Voellmer, P. W. Waltz, S.-i. Wang, and C. Wirth (2004, September). Development of the HAWC far-infrared camera for SOFIA. In A. F. M. Moorwood and M. Iye (Eds.), *Ground-based Instrumentation for Astronomy. Edited by Alan F. M. Moorwood and Iye Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, pp. 1064-1073 (2004).*, Volume 5492 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 1064–1073.
- Herschel, W. (1800a, April). Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the Sun. *Philosophical Transactions* 44, 284–292.
- Herschel, W. (1800b, May). Experiments on the solar, and on the terrestrial rays that occasion heat ; with a comparative view of the laws to which light and heat, or rather the rays which

- occasion them, are subject, in order to determine whether they are the same, or different. *Philosophical Transactions* 45, 293–326.
- Herschel, W. (1800c, March). Investigations of the powers of the prismatic colours to heat and illuminate objects; with remarks, that prove the different refrangibility of radiant heat. *Philosophical Transactions* 43, 255–283.
- Hildebrand, R. H. and R. Winston (1982, May). Throughput of diffraction-limited field optics systems for infrared and millimetric telescopes. *Appl. Opt.* 21, 1844–1846.
- Hill, M. (1971). Hopping conduction in amorphous solids. *Philos. Mag.* 24, 1307.
- Hoffman, A. W., E. Corrales, P. J. Love, J. P. Rosbeck, M. Merrill, A. Fowler, and C. McMurtry (2004, September). 2K X 2K InSb for astronomy. In J. D. Garnett and J. W. Beletic (Eds.), *Optical and Infrared Detectors for Astronomy. Edited by James D. Garnett and James W. Beletic. Proceedings of the SPIE, Volume 5499, pp. 59-67 (2004).*, Volume 5499 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 59–67.
- Hogue, H. H., M. L. Guptill, D. Reynolds, E. W. Atkins, and M. G. Stapelbroek (2003, March). Space mid-IR detectors from DRS. In J. C. Mather (Ed.), *IR Space Telescopes and Instruments. Edited by John C. Mather . Proceedings of the SPIE, Volume 4850, pp. 880-889 (2003).*, Volume 4850 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 880–889.
- Holland, W., M. MacIntosh, A. Fairley, D. Kelly, D. Montgomery, D. Gostick, E. Atad-Ettingui, M. Ellis, I. Robson, M. Hollister, A. Woodcraft, P. Ade, I. Walker, K. Irwin, G. Hilton, W. Duncan, C. Reintsema, A. Walton, W. Parkes, C. Dunare, M. Fich, J. Kyrcia, M. Halpern, D. Scott, A. Gibb, J. Molnar, E. Chapin, D. Bintley, S. Craig, T. Chylek, T. Jenness, F. Economou, and G. Davis (2006, July). SCUBA-2 : a 10,000-pixel submillimeter camera for the James Clerk Maxwell Telescope. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas ; Holland, Wayne S. ; Withington, Stafford ; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62751E (2006).*
- Holland, W. S., E. I. Robson, W. K. Gear, C. R. Cunningham, J. F. Lightfoot, T. Jenness, R. J. Ivison, J. A. Stevens, P. A. R. Ade, M. J. Griffin, W. D. Duncan, J. A. Murphy, and D. A. Naylor (1999, March). SCUBA : a common-user submillimetre camera operating on the James Clerk Maxwell Telescope. *MNRAS* 303, 659–672.
- Hollenbach, D. J. and A. G. G. M. Tielens (1997). Dense Photodissociation Regions (PDRs). *ARA&A* 35, 179–216.
- Hooge, F. N. and L. K. J. Vandamme (1978). Lattice scattering causes 1/f noise. *Physics Letters A* 66, 315.
- Horeau, B., A. Claret, L. Rodriguez, N. Billot, O. Boulade, E. Doumayrou, K. Okumura, and J. Le Pennec (2006). Irradiation tests performed on the Herschel/PACS bolometer arrays. In *Proceedings RADECS 2006*, Volume 0 of *IEEE*.
- Hübers, H.-W., A. Semenov, H. Richter, M. Schwarz, B. Günther, K. Smirnov, G. Gol'tsman, and B. Voronov (2004, October). Heterodyne receiver for 3-5 THz with hot-electron bolometer mixer. In C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Edited by Jonas Zmuidzinas, Wayne S. Holland and Stafford Withington Proceedings of the SPIE, Volume 5498, pp. 579-586 (2004).*, Volume 5498 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 579–586.
- Huffman, J. E., A. G. Crouse, B. L. Halleck, T. V. Downes, and T. L. Herter (1992, July). Si :Sb blocked impurity band detectors for infrared astronomy. *Journal of Applied Physics* 72,

- 273–275.
- Hughes, D. H., S. Serjeant, J. Dunlop, M. Rowan-Robinson, A. Blain, R. G. Mann, R. Ivison, J. Peacock, A. Efstathiou, W. Gear, S. Oliver, A. Lawrence, M. Longair, P. Goldschmidt, and T. Jenness (1998, July). High-redshift star formation in the Hubble Deep Field revealed by a submillimetre-wavelength survey. *Nature* 394, 241–247.
- Irwin, K. D. (2002, March). SQUID multiplexers for transition-edge sensors. *Physica C Superconductivity* 368, 203–210.
- Johnson, J. B. (1928). Thermal agitation of electricity in conductors. *Phys. Rev.* 32, 97–109.
- Jones, C. R. (1953, January). The General Theory of Bolometer Performance. *Journal of the Optical Society of America* 43, 63.
- Josephson, B. D. (1974, Apr). The discovery of tunnelling supercurrents. *Rev. Mod. Phys.* 46(2), 251–254.
- Juillet, J. J., W. Trogus, J. Schupp, and J. W. Cornelisse (1997, August). First : a Satellite Concept Based on the ISO Cryostat. In A. Wilson (Ed.), *The Far Infrared and Submillimetre Universe.*, Volume 401 of *ESA Special Publication*, pp. 385–+.
- Kasemann, C., R. Güsten, S. Heyminck, B. Klein, T. Klein, S. D. Philipp, A. Korn, G. Schneider, A. Henseler, A. Baryshev, and T. M. Klapwijk (2006, July). CHAMP<sup>+</sup> : a powerful array receiver for APEX. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas ; Holland, Wayne S. ; Withington, Stafford ; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62750N (2006).*, Volume 6275 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Keeler, J. E. (1895). . *Astrophysical Journal* 3, 63.
- Kennicutt, Jr., R. C. (1998). Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence. *ARA&A* 36, 189–232.
- Kessler, M. F., J. A. Steinz, M. E. Anderegg, J. Clavel, G. Drechsel, P. Estaria, J. Faelker, J. R. Riedinger, A. Robson, B. G. Taylor, and S. Ximenez de Ferran (1996, November). The Infrared Space Observatory (ISO) mission. *A&A* 315, L27–L31.
- Kirk, J. M., D. Ward-Thompson, and P. André (2005, July). The initial conditions of isolated star formation - VI. SCUBA mapping of pre-stellar cores. *MNRAS* 360, 1506–1526.
- Kobayashi, M. and T. Musha (1982). 1/f fluctuation of heartbeat period. *IEEE Transaction of Biomedical Engineering* 29, 456–457.
- Korotkov, A. L., J. Kim, G. S. Tucker, A. Gault, P. Hyland, S. Malu, P. T. Timbie, E. F. Bunn, E. Bierman, B. Keating, A. Murphy, C. O’Sullivan, P. A. R. Ade, C. Calderon, and L. Piccirillo (2006, July). The millimeter-wave bolometric interferometer. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas ; Holland, Wayne S. ; Withington, Stafford ; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62750X (2006).*, Volume 6275 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Krause, O., D. Lemke, R. Hofferbert, A. Böhm, U. Klaas, J. Katzer, F. Höller, and M. Salvasohn (2006, July). The cold focal plane chopper of HERSCHEL’s PACS instrument. In *Optomechanical Technologies for Astronomy. Edited by Atad-Ettinger, Eli ; Antebi, Joseph ; Lemke, Dietrich. Proceedings of the SPIE, Volume 6273, pp. 627325 (2006).*, Volume 6273 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Kreysa, E., F. Bertoldi, H.-P. Gmüend, K. M. Menten, D. Muders, L. A. Reichertz, P. Schilke, R. Chini, R. Lemke, T. May, H.-G. Meyer, and V. Zakosarenko (2003, February). LABOCA : a first generation bolometer camera for APEX. In T. G. Phillips and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. Edited by Phillips,*

- Thomas G. ; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE, Volume 4855*, pp. 41-48 (2003)., pp. 41-48.
- Kreysa, E., H.-P. Gemuend, J. Gromke, C. G. Haslam, L. Reichertz, E. E. Haller, J. W. Beeman, V. Hansen, A. Sievers, and R. Zylka (1998, July). Bolometer array development at the Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie. In T. G. Phillips (Ed.), *Proc. SPIE Vol. 3357*, p. 319-325, *Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes*, Thomas G. Phillips ; Ed., pp. 319-325.
- Lagache, G., J.-L. Puget, and H. Dole (2005, September). Dusty Infrared Galaxies : Sources of the Cosmic Infrared Background. *ARA&A* 43, 727-768.
- Lagage, P.-O., E. Pantin, G. Durand, A. Smette, C. Doucet, J. Belorgey, and J.-W. Pel (2006, July). VISIR two years after its installation at the VLT. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy. Edited by McLean, Ian S. ; Iye, Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 6269*, pp. 626913 (2006)., Volume 6269 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Lamarre, J. M., J. L. Puget, F. Bouchet, P. A. R. Ade, A. Benoit, J. P. Bernard, J. Bock, P. de Bernardis, J. Charra, F. Couchot, J. Delabrouille, G. Efstathiou, M. Giard, G. Guyot, A. Lange, B. Maffei, A. Murphy, F. Pajot, M. Piat, I. Ristorcelli, D. Santos, R. Sudiwala, J. F. Sygnet, J. P. Torre, V. Yurchenko, and D. Yvon (2003, December). The Planck High Frequency Instrument, a third generation CMB experiment, and a full sky submillimeter survey. *New Astronomy Review* 47, 1017-1024.
- Lange, A. E., P. A. Ade, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, A. Boscaleri, K. Coble, B. P. Crill, P. de Bernardis, P. Farese, P. Ferreira, K. Ganga, M. Giacometti, E. Hivon, V. V. Hristov, A. Iacoangeli, A. H. Jaffe, L. Martinis, S. Masi, P. D. Mauskopf, A. Melchiorri, T. Montroy, C. B. Netterfield, E. Pascale, F. Piacentini, D. Pogosyan, S. Prunet, S. Rao, G. Romeo, J. E. Ruhl, F. Scaramuzzi, and D. Sforza (2001, February). Cosmological parameters from the first results of Boomerang. *Phys. Rev. D* 63(4), 042001-+.
- Lange, A. E., E. Kreysa, S. E. McBride, P. L. Richards, and E. E. Haller (1983, September). Improved fabrication techniques for infrared bolometers. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 4(5), 689.
- Langley, S. and G. Abbot (1900). *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institute, Volume I*. Washington : Government printing office.
- Langley, S. P. (1881, January). The bolometer and radiant energy. In *Proceedings of the American Academy*, pp. 342-358.
- Lanting, T. M. (2006). *Multiplexed readout of superconducting bolometers for cosmological observations*. Ph. D. thesis, University of California, Berkeley.
- Lawrence, A., S. J. Warren, O. Almaini, A. C. Edge, N. C. Hambly, R. F. Jameson, P. Lucas, M. Casali, A. Adamson, S. Dye, J. P. Emerson, S. Foucaud, P. Hewett, P. Hirst, S. T. Hodgkin, M. J. Irwin, N. Lodieu, R. G. McMahon, C. Simpson, I. Smail, D. Mortlock, and M. Folger (2007, August). The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS). *MNRAS* 379, 1599-1617.
- Lee, A. T., S. F. Lee, J. M. Gildemeister, and P. L. Richards (1997). Voltage-biased superconducting bolometers for infrared and mm-wave astronomy. In *Proc. of the 7th Int. Workshop on Low Temperature Detectors (LTD7), Munich, Germany*.
- Lee, A. T., P. L. Richards, S. W. Nam, B. Cabrera, and K. D. Irwin (1996, September). A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback. *Applied Physics Letters* 69, 1801-1803.
- Lee, S.-F., J. M. Gildemeister, W. Holmes, A. T. Lee, and P. L. Richards (1998, June). Voltage-Biased Superconducting Transition-Edge Bolometer with Strong Electrothermal Feedback Operated at 370 mK. *Appl. Opt.* 37, 3391-3397.

- Leger, A. and J. L. Puget (1984, August). Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust ? *A&A* 137, L5–L8.
- Leong, M., R. Peng, M. Houde, H. Yoshida, R. Chamberlin, and T. G. Phillips (2006, July). A CSO submillimeter active optics system. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*. Edited by Zmuidzinas, Jonas ; Holland, Wayne S. ; Withington, Stafford ; Duncan, William D.. *Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, pp. 62750P (2006)., Volume 6275 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Lester, D., D. Benford, H. Yorke, C. M. Bradford, K. Parrish, and H. Stahl (2006, July). Science promise and conceptual mission design for SAFIR : the single aperture far-infrared observatory. In *Space Telescopes and Instrumentation I : Optical, Infrared, and Millimeter*. Edited by Mather, John C. ; MacEwen, Howard A. ; de Graauw, Mattheus W. M.. *Proceedings of the SPIE, Volume 6265*, pp. 62651X (2006)., Volume 6265 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Lonsdale, C. J., D. Farrah, and H. E. Smith (2006). *Ultraluminous Infrared Galaxies*, pp. 285–+. Astrophysics Update 2.
- Low, F. J. (1961, November). Low-temperature Germanium Bolometer. *Journal of the Optical Society of America* 51, 1300–1304.
- Low, F. J., G. H. Rieke, and R. D. Gehrz (2007, September). The Beginning of Modern Infrared Astronomy. *ARA&A* 45, 43–75.
- Lutz, D. (2002). PACS science requirements document. Technical Report PACS-ME-RS-004, PACS ICC.
- Masi, S., M. Calvo, L. Conversi, P. de Bernardis, M. de Petris, G. de Troia, A. Iacoangeli, L. Lamagna, C. Marini Bettolo, A. Melchiorri, F. Melchiorri, L. Nati, F. Nati, F. Piacentini, G. Polenta, E. Valiante, P. Ade, P. Hargrave, P. Mauskopf, A. Orlando, G. Pisano, G. Savini, C. Tucker, A. Boscaleri, S. Peterzen, S. Colafrancesco, Y. Rephaeli, G. Romeo, L. Salvaterra, A. Delbart, J. B. Juin, C. Magneville, J. P. Pansart, and D. Yvon (2005, August). A balloon-borne survey of the mm/sub-mm sky : OLIMPO. In B. Warmbein (Ed.), *17th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, Volume 590 of *ESA Special Publication*, pp. 581–586.
- Mather, J. C. (1982, March). Bolometer noise : nonequilibrium theory. *Appl. Opt.* 21, 1125–1129.
- Mather, J. C., E. S. Cheng, D. A. Cottingham, R. E. Eplee, Jr., D. J. Fixsen, T. Hewagama, R. B. Isaacman, K. A. Jensen, S. S. Meyer, P. D. Noerdlinger, S. M. Read, L. P. Rosen, R. A. Shafer, E. L. Wright, C. L. Bennett, N. W. Boggess, M. G. Hauser, T. Kelsall, S. H. Moseley, Jr., R. F. Silverberg, G. F. Smoot, R. Weiss, and D. T. Wilkinson (1994, January). Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument. *ApJ* 420, 439–444.
- Mathis, J. S., W. Rumpl, and K. H. Nordsieck (1977, October). The size distribution of interstellar grains. *ApJ* 217, 425–433.
- McKee, C. F. and E. C. Ostriker (2007, September). Theory of Star Formation. *ARA&A* 45, 565–687.
- Miller, A. and E. Abrahams (1960, November). Impurity Conduction at Low Concentrations. *Physical Review* 120, 745–755.
- Minier, V., G. Durand, P.-O. Lagage, M. Talvard, T. Travouillon, M. Busso, and G. Tosti (2007). Submillimetre/TeraHertz Astronomy at Dome C with CEA Filled Bolometer Array. In *EAS Publications Series*, Volume 25 of *EAS Publications Series*, pp. 321–326.
- Minier, V., G. A. Durand, and P. O. Lagage (2006, August). Wide field surveys for submm astronomy with CAMISTIC at Dome C. *Astronomy in Antarctica, 26th meeting of the*

- IAU, *Special Session 7, 22-23 August, 2006 in Prague, Czech Republic, SPS7, #15 7*, 0.
- Molinari, S. (2007, February). Hi-GAL : the Herschel Infrared GALactic Plane Survey. In *Herschel Open Time Key Program workshop, ESTEC, Noordwijk, 20-21 February 2007*.
- Mott, N. F. (1956). On the transition to metallic conduction in semiconductors. *Canadian Journal of Physics* 34, 1356.
- Mott, N. F. (1990). *Metal-Insulator Transitions*. Taylor & Francis, London.
- Mottier, P. L., P. Agnese, and P.-O. Lagage (1991, September). Si :Ga focal-plane arrays for satellite and ground-based telescopes. In A. Naumaan, C. Corsi, J. M. Baixeras, and A. J. Kreisler (Eds.), *Proc. SPIE Vol. 1512, p. 60-67, Infrared and Optoelectronic Materials and Devices, Ahmed Naumaan; Carlo Corsi; Joseph M. Baixeras; Alain J. Kreisler; Eds.*, Volume 1512 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 60–67.
- Mould, J. R., K. Mighell, M. Merrill, R. Lynds, A. Tokovinin, T. Travouillon, A. Moore, C. Pennypacker, L. Wang, G. Weidner, M. Swain, and D. York (2006, August). Astronomical Site Testing of the Antarctic Plateau. *Astronomy in Antarctica, 26th meeting of the IAU, Special Session 7, 22-23 August, 2006 in Prague, Czech Republic, SPS7, #19 7*, .
- Müller, T. G., P. Ábrahám, and J. Crovisier (2005, August). Comets, Asteroids and Zodiacal Light as Seen by Iso. *Space Science Reviews* 119, 141–155.
- Murakami, H. (2004, October). ASTRO-F Infrared Sky Survey mission. In J. C. Mather (Ed.), *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes. Edited by Mather, John C. Proceedings of the SPIE, Volume 5487, pp. 330-337 (2004).*, Volume 5487 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 330–337.
- Myers, M., P. A. R. Ade, G. A. Engargiola, W. L. Holzapfel, A. Lee, R. O'Brient, P. Richards, A. Smith, H. Spieler, and H. Tran (2004, October). Antenna-coupled bolometer arrays using transition-edge sensors. In C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Edited by Jonas Zmuidzinas, Wayne S. Holland and Stafford Withington Proceedings of the SPIE, Volume 5498, pp. 95-102 (2004).*, Volume 5498 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 95–102.
- Myers, M. J., W. Holzapfel, A. T. Lee, R. O'Brient, P. L. Richards, H. T. Tran, P. Ade, G. Engargiola, A. Smith, and H. Spieler (2005, March). An antenna-coupled bolometer with an integrated microstrip bandpass filter. *Applied Physics Letters* 86, 4103–+.
- Nakagawa, T. (2006). SPICA, cooled telescope optimized for mid- and far-infrared astronomy. In *36th COSPAR Scientific Assembly*, Volume 36 of *COSPAR, Plenary Meeting*, pp. 3448–+.
- Nedler, J. A. and R. Mead (1965). A simplex method for function minimization. *Comput. J.* 7, 308–313.
- Neugebauer, G., H. J. Habing, R. van Duinen, H. H. Aumann, B. Baud, C. A. Beichman, D. A. Beintema, N. Boggess, P. E. Clegg, T. de Jong, J. P. Emerson, T. N. Gautier, F. C. Gillett, S. Harris, M. G. Hauser, J. R. Houck, R. E. Jennings, F. J. Low, P. L. Marsden, G. Miley, F. M. Olon, S. R. Pottasch, E. Raimond, M. Rowan-Robinson, B. T. Soifer, R. G. Walker, P. R. Wesselius, and E. Young (1984, March). The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission. *ApJ* 278, L1–L6.
- Olivier, S. (1998). *Rapport de stage DEA*. Ph. D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble.
- Ossenkopf, V. (2003). A unified Allan variance computation scheme. [www.sron.rug.nl/hifi\\_icc/public/HerschelCalibrationWorkshop/296-Allan\\_Variance.pdf](http://www.sron.rug.nl/hifi_icc/public/HerschelCalibrationWorkshop/296-Allan_Variance.pdf).
- Paschen, F. (1894). . *Annalen der Physik und Chemie, neue Folge* 53, 337.
- Paschen, F. (1897). . *Annalen der Physik und Chemie, neue Folge* 60, 707.

- Passvogel, T. and F. Felici (2000, July). FIRST/Planck program : current status. In J. B. Breckinridge and P. Jakobsen (Eds.), *Proc. SPIE Vol. 4013, p. 152-160, UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments*, James B. Breckinridge ; Peter Jakobsen ; Eds., Volume 4013 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 152–160.
- Penzias, A. A. and R. W. Wilson (1965, July). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ* 142, 419–421.
- Perera, T. A., T. P. Downes, S. S. Meyer, T. M. Crawford, E. S. Cheng, T. C. Chen, D. A. Cottingham, E. H. Sharp, R. F. Silverberg, F. M. Finkbeiner, D. J. Fixsen, D. W. Logan, and G. W. Wilson (2006, October). Optical performance of frequency-selective bolometers. *Appl. Opt.* 45, 7643–7651.
- Pilbratt, G. L. (2001, July). The Herschel Mission, Scientific Objectives, and this Meeting. In G. L. Pilbratt, J. Cernicharo, A. M. Heras, T. Prusti, and R. Harris (Eds.), *The Promise of the Herschel Space Observatory*, Volume 460 of *ESA Special Publication*, pp. 13–+.
- Pilbratt, G. L. (2004, October). Herschel mission : status and observing opportunities. In J. C. Mather (Ed.), *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes. Edited by Mather, John C. Proceedings of the SPIE, Volume 5487, pp. 401-412 (2004).*, pp. 401–412.
- Poglitsch, A., R. O. Katterloher, R. Hoenle, J. W. Beeman, E. E. Haller, H. Richter, U. Groezinger, N. M. Haegel, and A. Krabbe (2003, February). Far-infrared photoconductors for Herschel and SOFIA. In T. G. Phillips and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. Edited by Phillips, Thomas G. ; Zmuidzinas, Jonas. Proceedings of the SPIE, Volume 4855, pp. 115-128 (2003).*, Volume 4855 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 115–128.
- Poglitsch, A., C. Waelkens, O. H. Bauer, J. Cepa, H. Feuchtgruber, T. Henning, C. van Hoof, F. Kerschbaum, D. Lemke, E. Renotte, L. Rodriguez, P. Saraceno, and B. Vandenbussche (2006, July). The photodetector array camera and spectrometer (PACS) for the Herschel Space Observatory. In *Space Telescopes and Instrumentation I : Optical, Infrared, and Millimeter. Edited by Mather, John C. ; MacEwen, Howard A. ; de Graauw, Mattheus W. M.. Proceedings of the SPIE, Volume 6265, pp. 62650B (2006).*
- Reichertz, L. A., B. Weferling, W. Esch, and E. Kreysa (2001, November). The fastscanning observing technique for millimeter and submillimeter astronomy. *A&A* 379, 735–739.
- Revéret, V. (2004). *Étude de faisabilité d’une caméra bolométrique pour l’imagerie à haute résolution spatiale à 1.3 mm de longueur d’onde, pour l’IRAM*. Ph. D. thesis, Thèse de doctorat de l’Université Paris 6.
- Revéret, V., L. R. Rodriguez, P. André, B. Horeau, J. Le Pennec, and P. Agnès (2006, July). A study on the use of the PACS bolometer arrays for submillimeter ground-based telescopes. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas ; Holland, Wayne S. ; Withington, Stafford ; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 627502 (2006).*
- Richards, P. L. (1994, July). Bolometers for infrared and millimeter waves. *Journal of Applied Physics* 76, 1–24.
- Rieke, G. H. (2006, October). Infrared Detector Arrays for Astronomy. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*.
- Rohlfs, K. and T. L. Wilson (1996). *Tools of radio astronomy*. Springer-Verlag, Berlin.
- Sanders, D. B. and I. F. Mirabel (1996). Luminous Infrared Galaxies. *ARA&A* 34, 749–+.
- Sauvage, M. (2007, March). Of background levels, noise equivalent powers and sensitivities for the PACS photometer. Technical Report SAP-PACS-MS-0305-04, CEA-Saclay/DAPNIA/SAP.



- Sauvage, M. and K. Okumura (2007, July). Performance of the DDCS mode with the alternate sequencer. Technical Report SAp-PACS-MS-0662-07, CEA-Saclay/DAPNIA/SAp.
- Sauvage, M., R. J. Tuffs, and C. C. Popescu (2005, August). Normal Nearby Galaxies. *Space Science Reviews* 119, 313–353.
- Schieder, R. and C. Kramer (2001, July). Optimization of heterodyne observations using Allan variance measurements. *A&A* 373, 746–756.
- Schwehm, G. (2004). The Rosetta Mission - a Status Report. In *35th COSPAR Scientific Assembly*, Volume 35 of *COSPAR, Plenary Meeting*, pp. 3760–+.
- Serra, G., M. Giard, F. Bouchou, X. Dupac, F. Gabarrot, C. Meny, I. Ristorcelli, J. M. Lamarre, J. P. Bernard, F. Pajot, B. Stepnick, and J. P. Torre (2002). PRONAOS : a two meter submillimeter balloon borne telescope. *Advances in Space Research* 30, 1297–1305.
- Shklovskii, B. I. (1980). Theory of  $1/f$  noise for hopping conduction. *Solid State Communications* 33, 273.
- Shklovskii, B. I. and A. L. Efros (1984). *Electronic properties of doped semiconductors*. Springer-Verlag, Berlin.
- Sibthorpe, B., T. J. Waskett, and M. J. Griffin (2006, July). Optimum observing modes for the Herschel/SPIRE photometer system. In *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems. Edited by Silva, David R.; Doxsey, Rodger E.. Proceedings of the SPIE, Volume 6270, pp. 627019 (2006).*, Volume 6270 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Silverberg, R. F., C. A. Allen, S. R. Babu, D. J. Benford, D. T. Chuss, J. L. Dotson, C. D. Dowell, D. A. Harper, M. D. Jhabvala, R. F. Loewenstein, S. H. Moseley, Jr., J. G. Staguhn, G. M. Voellmer, and E. J. Wollack (2004, October). Two bolometer arrays for far-infrared and submillimeter astronomy. In C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Edited by Jonas Zmuidzinas, Wayne S. Holland and Stafford Withington Proceedings of the SPIE, Volume 5498, pp. 187-195 (2004).*, Volume 5498 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 187–195.
- Simoens, F., P. Agnese, A. Béguin, J. Carcey, J.-C. Cigna, J.-L. Pornin, P. Rey, A. Vandeneynde, L. Rodriguez, O. Boulade, J. Lepennec, J. Martignac, E. Doumayrou, V. Reveret, and L. Vigroux (2004, October). Submillimeter bolometers arrays for the PACS/Herschel spectro-photometer. In C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, and J. Zmuidzinas (Eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Edited by Jonas Zmuidzinas, Wayne S. Holland and Stafford Withington Proceedings of the SPIE, Volume 5498, pp. 177-186 (2004).*, pp. 177–186.
- Sironi, G. and et al. (2003). Millimetre and Sub-Millimetre Astronomy Antarctic Centre. *Astronomy in Antarctica, 25th meeting of the IAU, Special Session 2, 18 July, 2003 in Sydney, Australia, meeting abstract 2, ,*.
- Skrutskie, M. F., R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, S. Schneider, J. M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, T. Chester, J. Elias, J. Huchra, J. Liebert, C. Lonsdale, D. G. Monet, S. Price, P. Seitzer, T. Jarrett, J. D. Kirkpatrick, J. E. Gizis, E. Howard, T. Evans, J. Fowler, L. Fullmer, R. Hurt, R. Light, E. L. Kopan, K. A. Marsh, H. L. McCallon, R. Tam, S. Van Dyk, and S. Wheelock (2006, February). The Two Micron All Sky Survey (2MASS). *AJ* 131, 1163–1183.
- Sliney, D. and M. Wolbarsht (1980). *Safety with lasers and other optical sources*. Plenum press, New York.

- Staguhn, J. G., D. J. Benford, C. A. Allen, S. H. Moseley, E. H. Sharp, T. J. Ames, W. Bruns-  
wig, D. T. Chuss, E. Dwek, S. F. Maher, C. T. Marx, T. M. Miller, S. Navarro, and E. J.  
Wollack (2006, July). GISMO : a 2-millimeter bolometer camera for the IRAM 30 m teles-  
cope. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*.  
*Edited by Zmuidzinas, Jonas ; Holland, Wayne S. ; Withington, Stafford ; Duncan, William*  
*D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. 62751D (2006).*, Volume 6275 of *Presented*  
*at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.
- Stahle, C. K., R. L. Kelley, S. H. Moseley, D. B. Mott, A. E. Szymkowiak, F. M. Finkbeiner,  
K. C. Gendreau, F. S. Porter, D. McCammon, M. Juda, and J. Zhang (1997). Calorimeters  
for Very High Resolution X-Ray Spectroscopy. In M. S. El-Genk (Ed.), *Space Technology*  
*and Applications*, Volume 387 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp.  
11–+.
- Sudiwala, R. V., M. J. Griffin, and A. L. Woodcraft (2002, April). Thermal modelling and  
characterisation of semiconductor bolometers. *International Journal of Infrared and Mil-  
limeter Waves* 23, 545–573.
- Sunyaev, R. A. and Y. B. Zeldovich (1970, April). Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation.  
*Ap&SS* 7, 3–19.
- Talvard, M., P. André, L. Rodriguez, V. Minier, A. Benoit, B. Leriche, F. Pajot, L. Vi-  
groux, P. Agnèse, O. Boulade, E. Doumayrou, D. Dubreuil, G. Durand, P. Gallais, B. Ho-  
reau, P. O. Lagage, J. Le-Pennec, M. Lortholary, J. Martignac, V. Revéret, N. Schneider,  
J. Stutzki, C. Veyssière, and C. Walter (2006, July). ArTeMiS : filled bolometer arrays  
for next generation submm telescopes. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and*  
*Instrumentation for Astronomy III. Edited by Zmuidzinas, Jonas ; Holland, Wayne S. ;*  
*Withington, Stafford ; Duncan, William D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp.*  
*627503 (2006).*
- Tauber, J. A. (2005). The Planck Mission. In A. N. Lasenby and A. Wilkinson (Eds.), *New*  
*Cosmological Data and the Values of the Fundamental Parameters*, Volume 201 of *IAU*  
*Symposium*, pp. 86–+.
- Thomas-Osip, J., A. McWilliam, M. M. Phillips, N. Morrell, I. Thompson, T. Folkers, F. C.  
Adams, and M. Lopez-Morales (2007, June). Calibration of the Relationship between Pre-  
cipitable Water Vapor and 225 GHz Atmospheric Opacity via Optical Echelle Spectroscopy  
at Las Campanas Observatory. *PASP* 119, 697–708.
- Turner, A. D., J. J. Bock, J. W. Beeman, J. Glenn, P. C. Hargrave, V. V. Hristov, H. T.  
Nguyen, F. Rahman, S. Sethuraman, and A. L. Woodcraft (2001, October). Silicon nitride  
Micromesh Bolometer Array for Submillimeter Astrophysics. *Appl. Opt.* 40, 4921–4932.
- Vidali, G., J. Roser, G. Manicó, V. Pirronello, H. B. Perets, and O. Biham (2005, January).  
Formation of molecular hydrogen on analogues of interstellar dust grains : experiments  
and modelling. *Journal of Physics Conference Series* 6, 36–58.
- Voss, R. F. and J. Clarke (1975). 1/f noise in music and speech. *nature* 258, 317–318.
- Voss, R. F. and J. Clarke (1976). Flicker (1 / f) noise : Equilibrium temperature and resistance  
fluctuations. *Physical Review B* 13, 556.
- Walker, H. J. (2000, October). A brief history of infrared astronomy. *Astronomy and Geophy-  
sics* 41, 10–+.
- Wang, N., T. R. Hunter, D. J. Benford, E. Serabyn, D. C. Lis, T. G. Phillips, S. H. Moseley,  
K. Boyce, A. Szymkowiak, C. Allen, B. Mott, and J. Gygax (1996, December). Cha-  
racterization of a submillimeter high-angular-resolution camera with a monolithic silicon  
bolometer array for the Caltech Submillimeter Observatory. *Appl. Opt.* 35, 6629–6640.
- Weferling, B., L. A. Reichertz, J. Schmid-Burgk, and E. Kreysa (2002, March). Principles  
of the data reduction and first results of the fastscanning method for (sub)millimeter

- astronomy. *A&A* 383, 1088–1099.
- Werner, M. W., T. L. Roellig, F. J. Low, G. H. Rieke, M. Rieke, W. F. Hoffmann, E. Young, J. R. Houck, B. Brandl, G. G. Fazio, J. L. Hora, R. D. Gehrz, G. Helou, B. T. Soifer, J. Stauffer, J. Keene, P. Eisenhardt, D. Gallagher, T. N. Gautier, W. Irace, C. R. Lawrence, L. Simmons, J. E. Van Cleve, M. Jura, E. L. Wright, and D. P. Cruikshank (2004, September). The Spitzer Space Telescope Mission. *ApJS* 154, 1–9.
- Willmann, G. (2007). *Software designing to simulate a submm bolometer array for ground based antenna : Performance studies and optimization of ArTéMiS*. Ph. D. thesis, Rapport de stage de Master M2 de physique fondamentale et appliquée, Université Paris-Sud 11.
- Winston, R. (1970, February). Light Collection within the Framework of Geometrical Optics. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* 60, 245–+.
- Woodcraft, A. L., R. V. Sudiwala, M. J. Griffin, E. Wakui, B. Maffei, C. E. Tucker, C. V. Haynes, F. Gannaway, P. A. R. Ade, J. J. Bock, A. D. Turner, S. Sethuraman, and J. W. Beeman (2002, April). High precision characterisation of semiconductor bolometers. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 23, 575–595.
- Wyatt, M. C., W. R. F. Dent, and J. S. Greaves (2003, July). SCUBA observations of dust around Lindroos stars : evidence for a substantial submillimetre disc population. *MNRAS* 342, 876–888.
- York, D. G., J. Adelman, J. E. Anderson, Jr., S. F. Anderson, J. Annis, N. A. Bahcall, J. A. Bakken, R. Barkhouser, S. Bastian, E. Berman, W. N. Boroski, S. Bracker, C. Briegel, J. W. Briggs, J. Brinkmann, R. Brunner, S. Burles, L. Carey, M. A. Carr, F. J. Castander, B. Chen, P. L. Colestock, A. J. Connolly, J. H. Crocker, I. Csabai, P. C. Czarapata, J. E. Davis, M. Doi, T. Dombeck, D. Eisenstein, N. Ellman, B. R. Elms, M. L. Evans, X. Fan, G. R. Federwitz, L. Fiscelli, S. Friedman, J. A. Frieman, M. Fukugita, B. Gillespie, J. E. Gunn, V. K. Gurbani, E. de Haas, M. Haldeman, F. H. Harris, J. Hayes, T. M. Heckman, G. S. Hennessy, R. B. Hindsley, S. Holm, D. J. Holmgren, C.-h. Huang, C. Hull, D. Husby, S.-I. Ichikawa, T. Ichikawa, Ž. Ivezić, S. Kent, R. S. J. Kim, E. Kinney, M. Klaene, A. N. Kleinman, S. Kleinman, G. R. Knapp, J. Korienek, R. G. Kron, P. Z. Kunszt, D. Q. Lamb, B. Lee, R. F. Leger, S. Limmongkol, C. Lindenmeyer, D. C. Long, C. Loomis, J. Loveday, R. Lucinio, R. H. Lupton, B. MacKinnon, E. J. Mannery, P. M. Mantsch, B. Margon, P. McGehee, T. A. McKay, A. Meiksin, A. Merelli, D. G. Monet, J. A. Munn, V. K. Narayanan, T. Nash, E. Neilsen, R. Neswold, H. J. Newberg, R. C. Nichol, T. Nicinski, M. Nonino, N. Okada, S. Okamura, J. P. Ostriker, R. Owen, A. G. Pauls, J. Peoples, R. L. Peterson, D. Petravick, J. R. Pier, A. Pope, R. Pordes, A. Prosapio, R. Rechenmacher, T. R. Quinn, G. T. Richards, M. W. Richmond, C. H. Rivetta, C. M. Rockosi, K. Ruthmansdorfer, D. Sandford, D. J. Schlegel, D. P. Schneider, M. Sekiguchi, G. Sergey, K. Shimasaku, W. A. Siegmund, S. Smee, J. A. Smith, S. Snedden, R. Stone, C. Stoughton, M. A. Strauss, C. Stubbs, M. SubbaRao, A. S. Szalay, I. Szapudi, G. P. Szokoly, A. R. Thakar, C. Tremonti, D. L. Tucker, A. Uomoto, D. Vanden Berk, M. S. Vogeley, P. Waddell, S.-i. Wang, M. Watanabe, D. H. Weinberg, B. Yanny, and N. Yasuda (2000, September). The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary. *AJ* 120, 1579–1587.
- Zhu, Y. (1992). A new 1/f noise model for metal-oxide-semiconductor field-effect transistors in saturation and deep saturation. *Journal of Applied Physics* 72, 5990–5998.
- Zmuidzinas, J. (2003, September). Thermal noise and correlations in photon detection. *Appl. Opt.* 42, 4989–5008.
- Zwerdling, S., R. A. Smith, and J. P. Theriault (1968). A fast, high-responsivity bolometer detector for the very-far infrared. *Infrared Physics* 8, 271–336.

## Annexe A

# Publications

### A.1 Astronomy & Astrophysics

L'article présenté dans cette annexe a été soumis au Journal A&A. Nous avons récemment reçu le rapport du *referee* qui exige une version plus courte et plus claire. Nous avons donc décidé de condenser l'information en nous focalisant sur les points innovants, nous voulons également ajouter les résultats récents qui concernent les simulations du comportement des bolomètres.

# An experimental approach for calibrating bolometric detectors

## Application to CEA filled bolometer arrays

N. Billot, K. Okumura, L. Rodriguez, O. Boulade, and M. Sauvage

Laboratoire AIM, UMR CEA/DSM-CNRS-Université Paris VII, CEA-Saclay/DAPNIA/Sap, 91191 Gif-sur-Yvette, FRANCE  
e-mail: nbillot@cea.fr

Received 8 June 2007; accepted —

### ABSTRACT

**Context.** The next generation of FIR/submm/mm bolometric cameras will soon be operating on space- and ground-based telescopes. They will consist of thousands of pixels and will have unprecedented sensitivities and mapping efficiencies. The Herschel/PACS Photometer is equipped with a new type of filled bolometer arrays developed by CEA/LETI and CEA/Sap.

**Aims.** These detectors are very different from more conventional bolometers such that no existing procedure can be applied for characterizing them. We present the procedure we developed in order to thoroughly explore the capabilities of these detectors in a 6-D parameter space.

**Methods.** We identify a quantity that represents the state of the bolometric bridge and that does not depend on the bias setting of the multiplexed readout electronics.

**Results.** We use this quantity to predict the fine tuning of the bolometer arrays that minimizes the saturation of the readout electronics. With these predicted bias settings, we carry out automated calibration measurements that provide us with a complete dataset from which we gain a valuable insight on the functioning of this new type of detectors. Our procedure has been applied successfully for the calibration of the PACS Photometer and proved to be efficient. It is a generic procedure based on systematic measurements of bolometric signals, as such it could be applied to other detectors.

**Key words.** Submillimeter – Instrumentation: detectors – Instrumentation: photometers – Methods: laboratory

## 1. Introduction

Bolometers are currently the only detectors capable of continuum imaging in the millimeter/submillimeter wavelength domain (Richards 1994). UKT14 was the first bolometric detector dedicated to astronomical observations of the continuum dust emission in the few submm atmospheric windows, which are partially opened at high altitude dry sites, however it consisted of a single bolometer (Duncan et al. 1990). Since then the number of pixels in bolometric cameras has increased to a few hundred pixels in the most recent astronomical instruments. For example SHARCII has 384 pixels (Dowell et al. 2003), MAMBO-II 117 (Kreysa et al. 1998) and LABOCA 295 (Kreysa et al. 2003).

There is an ongoing effort from many institutes to develop new types of wide-field bolometric cameras with unprecedented mapping efficiencies, SCUBA2 for instance will be capable of mapping a square degree of the sky in less than an hour (Holland et al. 2006). The development of such detectors inevitably led instrumentalists to implement cold readout multiplexing functions for detectors composed of many thousands of bolometers operated at 300 mK and even lower in certain cases. But increasing the number of pixels by an order of magnitude makes it impossible to assemble them one-by-one as for existing cameras. Fabrication techniques have indeed evolved so that bolometer arrays are now collectively built (Agnèse et al. 1999; Allen et al. 2006) which opens the way to making up large focal plane instruments. Apart from the detection principle, the design of modern bolometric detectors is getting closer to existing IR cameras. Concerning the absorption of radiant energy, these new bolome-

ter arrays use a reflecting sheet located beneath the pixel to create a resonant cavity and optimize the absorption around the operating wavelength of the detector. Absorption efficiencies higher than 90% are achieved with this technique (Reveret et al. 2006). Unlike more conventional bolometers, the wide-field detectors described here do not use bulky light concentrators (Hildebrand & Winston 1982) to couple the bolometers to the telescope beam so that pixels can be closely packed in the focal plane with filling factors very close to 1. Such detectors are now called filled bolometer arrays and allow instantaneous sampling of the PSF according to the Nyquist criterion (Griffin et al. 2002).

CEA/Sap and CEA/LETI have developed FIR-submm multiplexed filled bolometer arrays (Agnèse et al. 2003) for use in the Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS, Poglitsch et al. 2006). This instrument will fly on-board the ESA Herschel Space Observatory along with SPIRE (Griffin et al. 2006) and HIFI (de Graauw et al. 2005). The space telescope will carry out astronomical observations between 60 and 670  $\mu\text{m}$  for a nominal period of 3.5 years at the L2 orbit (second Lagrangian point of the Earth-Sun system). The main scientific objectives of the space mission focus on the study of star formation, galaxy evolution and more generally astrochemistry and the evolution of the interstellar medium (Pilbratt 2004). The PACS Photometer Focal Plane Unit (hereafter PhFPU) consists of two bolometric cameras working at 60 – 130  $\mu\text{m}$  and 130 – 210  $\mu\text{m}$ . Dual-band imaging is achieved by use of a dichroic plate to split the incoming radiation and illuminate both channels simultaneously. The short wavelength channel contains 2048 multiplexed bolometers and the long wavelength channel contains 512. The field of view for both channels is  $3.5 \times 1.75$ . Further details on

the PhFPU can be found in Billot et al. (2006).

Due to the fact that the design of recent bolometric cameras is quite different from more conventional bolometers, existing characterization techniques, such as the widespread load curve fitting method, may no longer apply. This is the case for CEA bolometers, and one has to find new procedures for testing and calibrating these new types of detectors. In this paper we present such a method, developed for characterizing CEA filled bolometer arrays, which aims at predicting appropriate bias settings of the readout electronics in a given configuration of optical load and bolometric bridge bias voltage. An immediate benefit of this procedure is a drastic simplification of the fine tuning of the bolometers that allows for a systematic exploration of detector performances. This calibration procedure yields a complete dataset from which we can derive performances of the detectors and study thoroughly the behavior of these new bolometer arrays.

The structure of the paper is as follows. We begin by presenting the design and innovative features of CEA filled bolometer arrays in section 2. Then in section 3 we describe the experimental procedure that we developed for the characterization of CEA bolometers insisting on the necessity of such a procedure. And finally in section 4 we present useful applications of the procedure and emphasize the importance of systematic measurements for diagnosis purposes.

## 2. CEA Bolometers

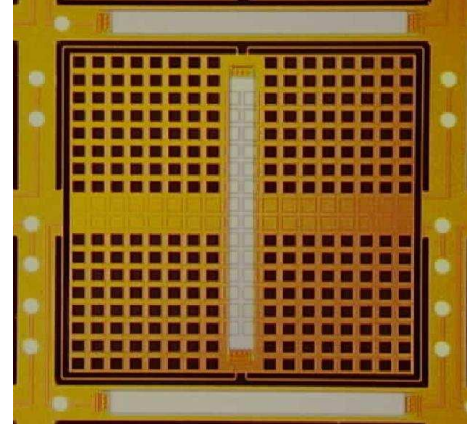
### 2.1. Pixel architecture and thermometer properties

In 1999, CEA/LETI manufactured the first operational 16x16 collectively built filled bolometer array (Agnès et al. 1999). Figure 1 shows a schematic description of the detector and its readout electronics. Being 3-side buttable, these arrays are now the building blocks for making up large focal plane detectors. Their manufacturing involves hybridization techniques already used for making modern IR detectors. That consists in assembling two silicon chips by means of small indium bumps, one chip being the Detection Layer, the other the Readout Layer. Both chips are processed independently to print in their own functionalities. The Detection Layer consists of 16x16 suspended grids ( $5 \times 640 \times 640 \mu\text{m}$  each) connected to thick interpixel walls  $400 \mu\text{m}$  high, acting as a heat sink at 280 mK, by four thin silicon legs ( $2 \times 5 \times 600 \mu\text{m}$ ). Figure 2 shows an individual pixel as seen from the Readout Layer.

Too identical very high impedance resistors, of the order of  $10^{12} \Omega$ , are implanted on each pixel. One of them is located on the suspended grid for detecting temperature changes, the other is on the interpixel wall and is thermalized at 280 mK. These resistors are mounted as a voltage divider and the signal is read at the middle point of this bolometric bridge (see fig. 1). CEA bolometers are based on an all-silicon design, the very high impedance resistors are actually achieved by ionic implantation of phosphorus compensated with 50% boron (Simoens et al. 2004). The conduction mechanism at work in these resistors is the ‘variable hopping range’ conduction described by Shklovskii & Efros (1984). We assume that the resistance  $R$  follows Efros’ model and varies with applied voltage and temperature as

$$R(T, V) = R_0 \exp \left[ \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} - \frac{e E L(T)}{k_B T} \right] \quad (1)$$

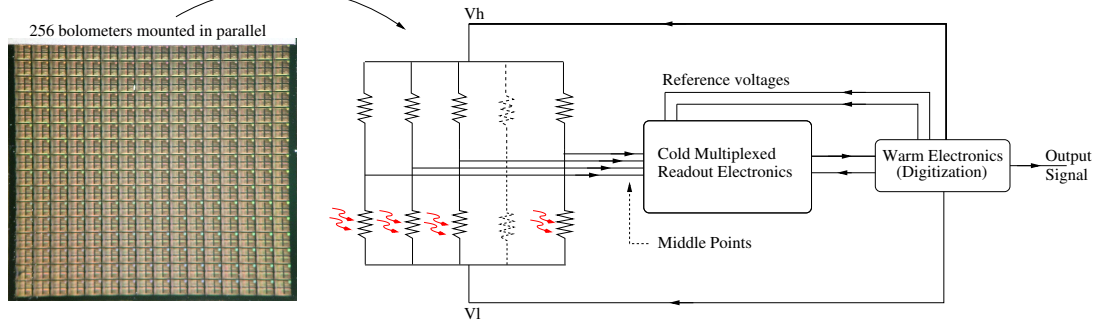
where  $T$  is the temperature of the resistor,  $R_0$  depends on the geometry,  $T_0$  depends on the doping,  $e$  is the electronic charge,  $E$



**Fig. 2.** A single pixel as seen from below, i.e. from the readout circuit. The absorbing grid is connected to the external walls by four thin silicon legs visible on the picture. The elongated bright rectangles are very high impedance resistors. The vertical one on this image is the thermistor, it is used to measure the temperature of the absorber. The other two are reference resistors thermalized at 280 mK. One thermistor and one reference resistor are connected to form a bolometric bridge. The light-colored circles visible on the interpixel walls are contact pads tailored to hybridize the Detection Layer and the Readout Layer by means of indium bumps,  $20 \mu\text{m}$  in diameter in the case of the PACS PhFPU. The pixel pitch is  $750 \mu\text{m}$ .

is the electric field in the thermometer,  $L(T)$  is the average hopping distance of an electron in the impurity band and  $k_B$  is the Boltzmann constant. According to the first term of the exponential in equation (1) the impedance drops rapidly with increasing temperature. Resistive bolometers are usually operated in this metal-insulator transition to measure temperature variations with extreme precision. The second term of the exponential is responsible for non-ohmic effects (i.e. non-linear effects). The higher the electric field across the resistor, the lower its impedance. This term is usually neglected in traditional bolometers since the voltage across the thermistor is generally three orders of magnitude smaller than the one used for CEA bolometers.

Non-ohmic effects manifest themselves not only in thermistors but also in reference resistors. In fact, in the case of CEA bolometer arrays, reference resistors cannot be considered as load resistors since their impedance is indirectly influenced by the optical load applied to each pixel. This represents a major difference with conventional bolometers that normally use load resistors as steady current sources to feed thermistors. This feature results from a logical chain of events that we are going to follow step by step starting from an optically loaded bolometer biased at a given voltage, say 2 Volts (the reason for operating CEA bolometers at relatively high biases will be explained in section 2.2). Under a given optical load bolometers absorb the radiant energy such that the thermistor is warmer than the reference resistor thermalized at the bath temperature, therefore its impedance drops and the bolometric bridge reaches a given electrical equilibrium. When the optical load changes, the temperature of the thermistor evolves resulting in a change of impedance according to equation (1). This unbalances the bolometric bridge so that the middle point settles at a different voltage. Nonetheless, if the middle point changes, so does the voltage across the reference



**Fig. 1.** Picture of a CEA filled bolometer array and the corresponding schematic layout of the detector. The photograph shows one array containing  $16 \times 16$  contiguous bolometers achieving a filling factor close to 1. Each pixel is composed of two identical resistors arranged as a voltage divider forming what we call the bolometric bridge. One resistor is thermalized at 280 mK while the other is heated by the incident radiation (red arrows). The 256 bolometers of a given array are biased with the same voltage ( $V_h - V_l$ ) of the order of 2 Volts. The signal is read at the middle point of the bolometric bridge. The cold electronics contains thousands of transistors for reading out the output voltage of every bolometers. Two reference voltages are injected at this stage for differential measurements. The warm electronics digitizes analog voltages and produces raw output signals.

resistor (the bolometric bridge is voltage biased). Since the reference resistor impedance also follows equation (1), its impedance is therefore indirectly influenced by the radiant energy falling on the detector through non-ohmic effects. This explains why a reference resistor cannot provide a steady current flow to its corresponding thermistor. Reference resistors cannot be used as load resistors as they usually are in traditional bolometers. To our knowledge, no known analytical model incorporates this feature.

## 2.2. Readout electronics

The readout electronics consists of two consecutive stages of impedance adaptation held at cryogenic temperatures. The first is located just below the Detection Layer and brings the signal from a  $T\Omega$  to a  $M\Omega$  range. It is thermalized at 280 mK and dissipates less than  $1 \mu W$  for one array of 256 bolometers. The second is located on the 2 K photometer structure and reduces the impedance to the  $k\Omega$  range. It is used to read and control one or two arrays simultaneously and dissipates about  $500 \mu W$ . The signal is then digitized by the warm electronics at room temperature (BOLC, see Billot et al. 2006). Figure 3 gives a simplified view of one bolometric bridge and the downstream readout electronics.

In order to minimize development time and ensure a good production yield it was decided to use existing technologies to manufacture these new bolometer arrays. The cold readout electronics design is based on CMOS technology, which was inspired by the ISOCAM electronics (Cesarsky et al. 1996). To overcome the intrinsic high noise level of MOS transistors, the detectors responsivity had to be significantly higher than the traditional bolometers responsivity that are generally read by JFET transistors. This is the main motivation for using very high impedance thermistors. However the association of a  $10^{12} \Omega$  resistor with the stray capacitance of electrical lines, as small as it is, creates a lowpass filter and can potentially slow down the readout scheme. Therefore in order to minimize the stray capacitance and keep the lowpass cutoff frequency of the bolometer compatible with the readout frequency, the first stage of amplification is implemented just below the pixel, less than a millimeter away from the resistor. The indium bumps used to hybridize the Readout and the Detection Layer actually play the role of electrical and

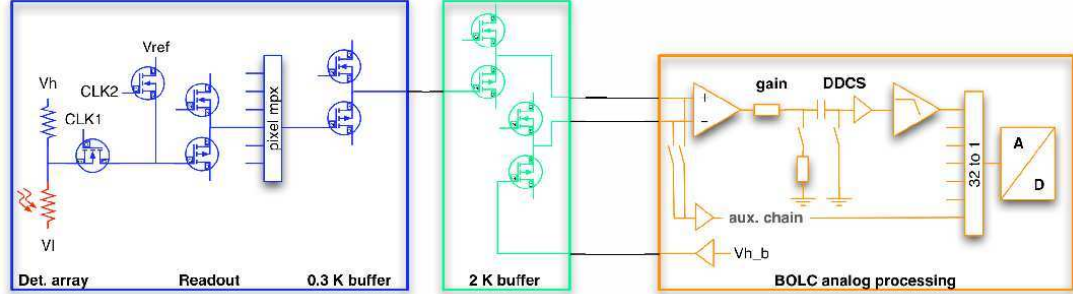
thermal contacts between the two layers.

Additionally, the cold readout electronics allows for the injection of reference voltages along the electronics chain,  $V_{ref}$  and  $V_{hb}$  (figure 3). These references are actually used to provide a differential readout to the bolometric signal. Interestingly they can also be used to calibrate the readout electronics (sec. 3.2). The two readout modes available for the PACS Photometer are the *direct* and the *DDCS* readout modes. In the Double Differential Correlated Sampling (*DDCS*) mode, Clocks 1 and 2 (figure 3) are controlled by a sequencer to read alternatively the middle point and the reference voltage  $V_{ref}$ . The warm electronics is synchronized with the sequencer and outputs  $(V_{hb} - V_{midpt}) - (V_{hb} - V_{ref})$ , where  $V_{midpt}$  is the middle point voltage (fig. 1). One has to keep in mind that this expression is schematic and that each term is actually convolved with the appropriate transfer function: that of the whole electronics chain for  $V_{midpt}$  and  $V_{ref}$ , and that of the Buffer Unit plus BOLC for  $V_{hb}$  (figures 3 and 4). The *DDCS* mode was originally implemented to cancel out drifts of MOS transistors downstream  $V_{ref}$  but also to filter out electro-magnetic perturbations generated by the satellite itself and the other instruments. In the *direct* mode, these Clocks are stationary and we can choose to sample either the middle point or  $V_{ref}$ ; the schematic output is then either  $(V_{hb} - V_{midpt})$  or  $(V_{hb} - V_{ref})$  omitting the convolution of appropriate transfer functions. Subtracting  $V_{hb}$  cancels out offset drifts of the electronics downstream the 2 K Buffer Unit (hereafter BU) (see fig. 3). The *direct* mode involves a single difference while the *DDCS* mode uses two. In both cases, the signal of individual bolometers is sampled at  $40 \text{ Hz}^1$ . In addition the readout electronics of CEA bolometer arrays provides a 16-to-1 multiplexing function to reduce the number of lines and keep the dissipation level within the available energy budget at 280 mK.

In nominal operations the PACS warm electronics, BOLC, digitizes electrical signals with an appropriate resolution to properly sample the noise from the bolometers and the reference, i.e. the gain is chosen such that one digital unit is at least four times

<sup>1</sup> Due to the limited transmission bandwidth of the Herschel satellite, the on-board Signal Processing Unit averages four consecutive frames such that the effective sampling rate of the PACS Photometer is reduced to 10 Hz.





**Fig. 3.** A simplified view of one pixel and the downstream readout electronics showing a cascade of impedance adaptators operating at different temperatures. A multiplexing function 16-to-1 is implemented a few millimeters below the thermistor. The blue box (280 mK) on the left actually contains 256 bolometers connected to the multiplexer (noted ‘pixel mpx’ on the figure) but only one bolometer is shown here for clarity. The bolometric bridge is voltage biased by  $(V_h - V_l)$ . The electronics circuitry possesses a sequencer that allows for different readout modes in which clocks  $CLK1$  and  $2$  are used as switches to read either the middle point or the reference voltage  $V_{ref}$ . A second voltage reference  $V_{hb}$  is injected at the  $2\text{ K}$  Buffer Unit (BU) level. BOLC, the warm electronics (right), produces the difference of the signal coming from the bolometric bridge and the signal coming from  $V_{hb}$ . Before digitizing this difference, we can choose between a ‘low gain’ or a ‘high gain’ amplification of the signal.

smaller than the RMS noise of the signal to measure. In this configuration of BOLC and considering the intrinsic dispersion of the pixel properties in a single array, the dynamic range of the 16 bits Analog-to-Digital-Converters (ADCs) is quite limited and may lead to severe saturation problems for large signal variations. Note however that most astronomical sources that will be observed with Herschel will have a flux less than one percent of that of the telescope, so we expect very small signal fluctuations above the stable baseline set by the final temperature and emissivity of the telescope (Fischer et al. 2004). Nevertheless calibration tests dedicated to sensitivity measurements for instance require large signal modulations to explore different settings of the readout electronics and measure detector performances. There are two options to avoid saturation problems. We may re-tune the bolometers each time we change a parameter to fit bolometric signals of a given BU within the dynamic range of BOLC; but in practice this is quite time-consuming considering that CEA bolometers require 20 bias voltages to power a single array. The other option is to lower the gain of BOLC and therefore increases its dynamic range to allow for larger signal variations without saturation issues, but this will be at the expense of a proper noise sampling. We choose the latter option, i.e. the ‘low gain’ mode of BOLC, for the first phases of the calibration procedure discussed in sections 3.2 and 3.3 ; the final performance measurements and determination of the optimal bias setting of the bolometric bridge for a given optical load are performed in ‘high gain’.

### 3. Calibration procedure

#### 3.1. Principle

Most bolometers currently in operation on astronomical telescopes have been characterized by the same technique which consists in measuring series of load curves<sup>2</sup> on blanked and optically loaded bolometers over a range of temperatures. Then these curves are fitted with a thermal model of the detectors to determine the bolometer physical parameters (Griffin & Holland

<sup>2</sup> A load curve represents the evolution of the voltage across a bolometer as a function of the applied current flowing through it. In fact it allows the computation of the thermistor impedance as a function of optical load, bath temperature and bias current.

1988; Turner et al. 2001). Once the parameters describing the temperature dependence of the sensor and of the absorbing material are known, it is possible to derive detector performances such as the sensitivity or the effective time constant for example. This characterization technique proved to be efficient and reliable for many instruments such as JCMT/SCUBA (Holland et al. 1999), CSO/SHARC (Wang et al. 1996) or PLANCK/HFI (Sudiwala et al. 2002; Woodcraft et al. 2002). However, CEA bolometer arrays differ significantly from more conventional bolometers to the point that the widespread load curve fitting method cannot be applied to characterize them. The reason that prevents us from measuring load curves is very simple, we lack one observable: the current flowing through individual bolometers.

In fact, like most resistive bolometric detectors, the readout electronics of CEA bolometer arrays is designed to output the voltage across the thermistors, not the current flowing through them. However, the main difference is that traditional bolometers use reference resistors of constant impedance (with  $R_{ref} \gg R_{bolo}$ ), it is therefore possible to derive the current  $I$  flowing through bolometric bridges using Ohm’s Law, and then to compute load curves. On the contrary, as we described in section 2.1 for CEA bolometer arrays, reference resistors and thermistors have similar impedances ( $R_{ref} \approx R_{bolo}$ ) that suffer from strong non-ohmic effects so that it is impossible to fix the current flowing through thermistors independently of the optical load. This feature invalidates the standard thermal model used for fitting load curves. Even the model presented by Grannan et al. (1997) which includes non-ohmic effects on Neutron Transmutation Doped (NTD) germanium bolometers is not applicable to CEA bolometer arrays since it also assumes a thermistor biased with a constant current. Faced with the need of a new calibration method, we developed an experimental procedure to characterize this first generation of multiplexed bolometer arrays.

The originality of our approach resides in the identification and systematic measurement of a quantity that is representative of the balance of the bolometric bridge. This quantity is the voltage across the thermistor (hereafter *middle point*, see fig. 1), it is the closest we can get to the bolometer considering the observables we have access to. We assume that this quantity depends on the



optical load, the heat sink temperature, the bias voltage applied across the bolometric bridge and the readout mode of the cold electronics. Although the middle point is by definition independent of the bias settings of the electronics circuit (it is the voltage upstream the first stage of impedance adaptation), the raw output signal of the detectors is sensitive to bias settings of the electronics circuit through offsets, gains and higher order effects of the different stages of the readout electronics (see the electronics transfer function in fig. 3). In practice, it means that two raw signals recorded with different settings of the readout electronics cannot be compared; and since the point of characterizing a detector is to quantify its behavior for various conditions of operation (i.e. various settings of the readout electronics), raw output signals are thus irrelevant for calibration purposes. It is therefore essential to be able to derive middle points that are absolute voltages corrected for gains and offsets of the electronics circuitry.

The systematic computation of middle points for various configurations of the system provides very valuable information on the behavior of the detectors and allows for the automation of the readout electronics fine tuning. The prediction of bias settings for tuning the readout electronics is indeed necessary to ensure efficient performance measurements and to keep saturation problems to a minimum.

### 3.2. Calibration of the readout electronics

The first step in the characterization procedure is to measure the transfer function of the readout electronics. We use BOLC in the ‘low gain’ mode discussed in section 2.2 that offers a large dynamic range and prevents saturation problems. We set the sequencer so as to sample  $V_{ref}$  only. In this configuration, bolometers are electrically disconnected from the readout circuit to ensure we measure exclusively  $V_{ref}$  and the noise generated along the electronics chain. We also set secondary bias voltages, which are not relevant to performance measurements, to nominal values<sup>3</sup>. These secondary voltages control the sequencer, the multiplexer and the voltage followers. They will not change from now on in future tests.

We measure the output signal of the system for various values of injected reference voltages. We explore the  $(V_{ref}, V_{hb})$  space with steps of 33 mV on  $V_{ref}$  and 200 mV on  $V_{hb}$ . The resulting transfer function is plotted on figure 4 along with the derived gains and measured noise levels for each pair of  $(V_{ref}, V_{hb})$ . We find that the overall gain of the circuit drops significantly when the voltage entering the electronics is below 250 mV or above 650 mV. Besides, for  $V_{ref} < 250$  mV, the electronics generates an excess noise indicating that the readout does not work nominally in this regime. We interpret these non-linearities of the electronics as the saturation of a MOS transistor along the circuit (not visible in figure 3).

In addition to the transfer function which is absolutely necessary for determining the middle points, the results presented in figure 4 provide us with actual constraints on the value of middle points that can be transmitted through the electronics chain: the voltage entering the readout electronics must be comprised between 250 mV and 650 mV.

<sup>3</sup> These nominal values are chosen such that the dissipation at the 280 mK stage is minimum but still transmit the signal through the electronic circuit.

### 3.3. Middle points and impedance ratios

Unlike calibration tests, which are designed to measure actual performances, the goal of the measurements presented in this section is to quantify the influence of a set of parameters on the output signal of the whole detector. To do so we measure raw output signals under various configurations of the system and we derive corresponding middle points to make data points comparable, i.e. independent of gains and offsets of the readout electronics. At this stage of the procedure, these tests might be seen as a rough characterization of the detectors in order to predict appropriate bias settings of the readout electronics and prepare for the actual performance measurements. Like the test described in the previous section, we use the ‘low gain’ mode of BOLC, which lets the signal vary by more than 1 V to avoid saturation problems, while the setting of the detector is allowed to change. 20 bias voltages are necessary to power up a bolometer array, it is therefore practically impossible to thoroughly explore all these parameters considering the overwhelming number of bias voltages combinations. While secondary bias voltages are fixed at nominal values we explore the 6 primary parameters described below for their relevance to performance measurements:

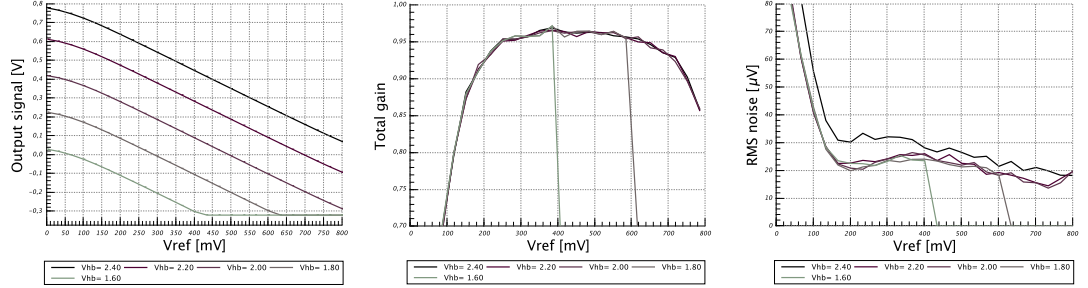
The bridge biases:  $V_h$  and  $V_l$  are the voltages applied across the bolometric bridge as shown in figure 1 and 3. These drive the electrical power dissipated in the pixel and the non-ohmic effects in the resistors so we expect the performance of the camera to depend strongly on these voltages. From now on we call the voltage  $(V_h - V_l)$  the bridge bias.

The reference biases:  $V_{ref}$  and  $V_{hb}$ .  $V_{ref}$  is injected in the cold electronics very close to the bolometer, upstream the readout electronics (it can be used to emulate the middle point).  $V_{hb}$  is injected at the 2 K level (BU) and is used as an offset for fitting signals from the bolometer array within the dynamic range of BOLC. Although these biases do not directly influence the performances of the bolometers, they play a critical role in transmitting the signal to the warm electronics, and may lead to severe saturation problems if not set properly.

The optical load: This parameter is very important since it drives the temperature of the absorbing element of the bolometers. We expect the in-flight optical load of PACS to be dominated by the telescope emission and to be approximately 2 pW/pixel (the actual background flux will only be known a few months after launch when the telescope has reached its thermal equilibrium). We decide to explore the behavior of the detectors from 1 to 7 pW/pixel to take into account uncertainties of the final temperature of the telescope, and to quantify the non-linearity of the bolometers to prepare observations of bright objects like planets or asteroids.

The readout mode: The detector performances depend on the way the signal is read out (see section 4.3). All the above measurements have thus to be doubled, once in the direct mode and once in the DDCS mode.

In practice we derive middle points by interpolating the calibration curves of the readout electronics (left plot on fig. 4) for a specified measured output signal and its corresponding  $V_{hb}$ . These calibration curves are used as a template to compute the absolute voltage that enters the readout electronics in a given configuration of the system. Since  $V_{ref}$  is injected right below the bolometers and before the first stage of impedance adaptation, its voltage is assumed to be strictly equivalent to that of the middle point because they are both transmitted through the same electronics chain. Figure 5 presents the results of our computations and gives a comprehensive vision of the bolometers behav-



**Fig. 4.** *Left:* Transfer function of the readout electronics. It represents the signal output of the system while injecting values of reference voltages  $V_{ref}$  and  $V_{hb}$  by steps of 33 mV and 200 mV respectively. In the ‘low gain’ mode of BOLC, the ADC saturates at -330 mV. *Center:* Total gain of the whole electronics chain. It is obtained by differentiating the transfer function with respect to the voltage entering the electronics upstream, namely  $V_{ref}$ . The two spurious lines correspond to the saturation of the ADC. For  $250 \text{ mV} < V_{ref} < 650 \text{ mV}$ , the signal is transmitted through the electronics with a gain above 95%. *Right:* Noise levels measured for each couple of  $(V_{ref}, V_{hb})$ . For  $V_{ref} < 250 \text{ mV}$ , the RMS noise blows up confirming that the readout electronics does not work properly in this regime. Therefore the middle points should always be set above 250 mV.

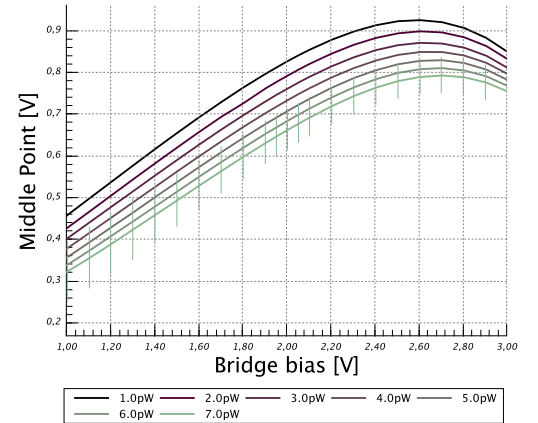
ior. Each curve corresponds to a given optical load and shows the evolution of the middle point spatially averaged on a whole array as a function of the bridge bias ( $V_h - V_l$ ). Error bars ( $\sim 100 \text{ mV}$ ) indicate the spatial rms dispersion of middle points on this array. For low bridge biases, figure 5 shows that the voltage across the thermistor increases almost linearly with the supplied bridge bias. However, as the bridge bias increases, bolometers are self-heated by Joule dissipation<sup>4</sup> such that their impedance drops exponentially according to equation (1). Moreover, at high bridge biases, non-ohmic effects mentioned previously decrease further the impedance of the bolometric bridge. In fact figure 5 gives an indication that the bolometers are not working nominally above  $\sim 2.6 \text{ V}$ , all curves seem to converge to the same value whatever the optical load ; it means that the responsivity of the bolometers decreases significantly for high bridge biases. Besides note the excursion of middle points in figure 5: they span over 600 mV which is twice the dynamic range of BOLC in its nominal mode. This confirms that this test had to be carried out in the ‘low gain’ mode of BOLC to accommodate such large variations of the signal.

The bolometric signal is read at the middle point of a voltage divider such that it can be expressed as a function of the bridge bias and the resistor impedances as follows:

$$V_{midpt} = \frac{R_{bolo}}{R_{bolo} + R_{ref}} \times V_{bridge} \quad (2)$$

We investigate further on the balance of the bolometric bridge by computing impedance ratios  $\frac{R_{bolo}}{R_{ref}}$  from figure 5 and equation (2), that is the impedance of the thermistor relative to the impedance of the reference resistor. Figure 6 illustrates the evolution of such impedance ratios averaged over a whole array with respect to the bridge bias and the optical load. Again we find that high bridge biases deteriorate the capacity of the bolometer to detect flux variations (curves seem to converge to the same value whatever the optical load) ; this is confirmed in section 4.3 in which we present responsivity measurements. Besides, reference resistors and thermistors are identical by design so that we expect the ratio of their impedance to tend to 1 as the bridge bias goes to 0 V and the optical load to 0 pW. It seems indeed that the 1 pW

<sup>4</sup> The Joule dissipation is the electrical power dissipated in a resistor,  $P = V^2/R$ .



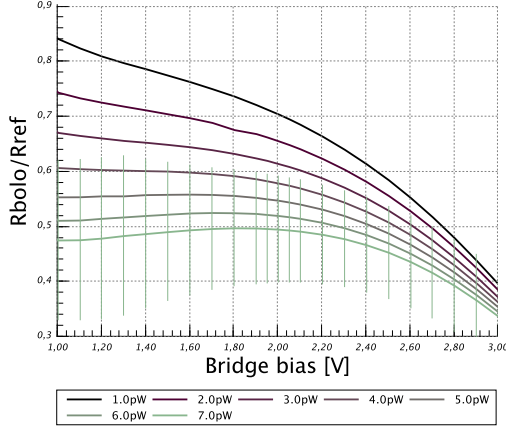
**Fig. 5.** Evolution of the middle point averaged over a whole array as a function of the bridge bias. Each curve corresponds to a given optical load. Error bars, shown only on one curve for clarity, represent the middle point dispersion on a whole array in a given configuration of bias, they depend weakly on the optical load so we plot them on one curve only. The higher the bridge bias, the higher the middle point until Joule dissipation and non-ohmic effects overcome the influence of the optical load and make the resistors impedance falls significantly. These middle points were extracted from direct mode measurements.

curve of figure 6 follows this trend. Note however that it is impossible from this dataset to disentangle the contribution of the Joule dissipation from the contribution of non-ohmic effects to the impedance ratio evolution.

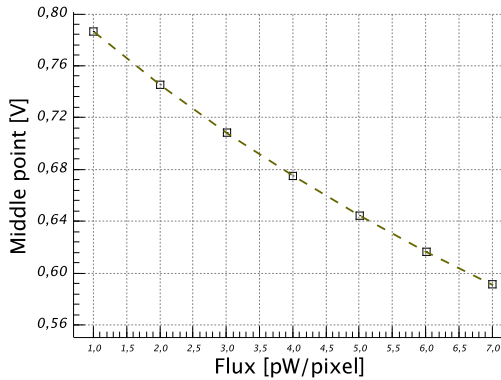
## 4. Results and discussion

### 4.1. Non-linearity and static responsivity

The primary goal of carrying out systematic measurements as described in section 3.3 is to probe the behavior of the bolometers in order to predict appropriate bias settings for the detectors.



**Fig. 6.** Evolution of the impedance ratio, defined as  $\frac{R_{bolo}}{R_{ref}} = \frac{V_{midpt}}{V_{bridge} - V_{midpt}}$ , as a function of the bridge bias and the optical load. These curves are obtained from the same dataset presented in fig. 5 and provide us with a different representation of the signal. Since reference resistors and thermistances are identical, we expect impedance ratios to tend to 1 as the bridge bias goes to 0 V for an optically blanked array. Here the 1 pW curve seems to actually follow this trend. Again, each point of this graph is an averaged quantity and error bars represent the spatial dispersion on the whole array.



**Fig. 7.** Evolution of a single pixel middle point as a function of the optical load for a given bridge bias (2.4 V). Squares represent the measured data points and the dashed line is a fitted third order polynomial. The RMS noise associated to each data point is 60  $\mu$ V.

Still, these measurements (fig. 5) represent a rich dataset from which we can extract essential information for the characterization of the detectors. For instance we use these data to quantify the non-linearity of the bolometers by expressing middle points of individual pixels as a function of the optical load for a given bridge bias. The curve presented in figure 7 demonstrates that between 1 and 7 pW/pixel bolometer arrays are only weakly non-linear. It means that for small flux excursions around the operating point the bolometers can be considered as linear. For example, for an optical load of 2 pW/pixel and a flux change of 100 fW/pixel, which would represent a fairly bright object

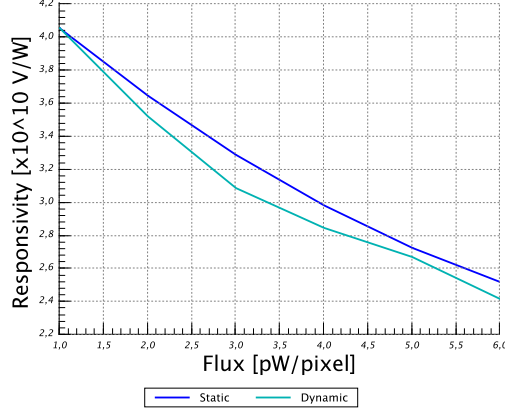
for the Herschel Observatory, we find that the deviation from a linear behavior is less than 0.1%. On the other hand, extremely bright objects like planets or asteroids will most certainly be observed for flux calibration purposes, and figure 7 would provide a mean to predict middle point levels for any given calibrator luminosity. This would be very useful for predicting potential saturation problems of the system while observing bright objects. Figure 7 could similarly be used as a template to determine the background flux emitted by the telescope once in orbit from middle point values<sup>5</sup>. Although the RMS noise associated with each data points is about 60  $\mu$ V, the actual uncertainty of the middle points is driven by the slow drifts of the electronics and of the thermistor impedance. We point out that 30 hours have elapsed between the first and last data points of this calibration curve so that actual error bars in figure 7 might be significantly larger than 60  $\mu$ V.

Nevertheless we may compare middle points predictions with a totally independent dataset in order to assess whether they actually are representative of the intrinsic behavior of the bolometers. To do so we differentiate the fitted polynomial of figure 7 to derive the *static responsivity*. It is defined as  $\frac{g_{elec} \partial V_{midpt}}{\partial flux}$  where  $g_{elec} \sim 0.95$  is the gain of the electronics chain measured on figure 4. It is named static responsivity because it is obtained from static measurements that do not involve flux modulations. Besides we call dynamic responsivity the ratio  $\frac{\Delta V_{output}}{\Delta flux}$  where  $\Delta V_{output}$  is the amplitude of the modulated signal generated by a flux modulation of amplitude  $\Delta flux$ . To measure it we make use of two warm black bodies held at different temperatures around 30 K and a chopper to modulate the illumination on the detectors. We mimic this dynamic responsivity from static measurements (fig. 7) by computing  $\frac{g_{elec} \Delta V_{midpt}}{\Delta flux}$  for the required value of  $\Delta flux$ . We finally compare static and dynamic responsivities in figure 8, and we find a rather good agreement for this particular configuration of the system. Nevertheless the accuracy of static responsivities compared to drift-free dynamic responsivities seems not to be better than 20%. Even though middle points contain reliable information on the physical properties of the detectors, future performance measurements may only use dynamic responsivities to ensure the most accurate estimates possible.

#### 4.2. Predicting bias settings from middle points

CEA bolometer arrays exhibit an intrinsic dispersion of middle points that is directly related to the manufacturing precision of the resistors. Despite the high homogeneity and reproducibility of the ionic implantation process (better than 5% according to Simoens et al. 2004), there remains small impedance variations across the array that cause a substantial dispersion of the middle points. This intrinsic dispersion is indeed magnified by the high bias voltage we apply across the bolometric bridge. In certain configurations, for example for a high bridge bias and for a low flux level, signals from one single array fill in the entire dynamic range of BOLC (330 mV in its ‘high gain’ mode). This was a concern at first since we had to re-tune each bolometer array for each significant signal changes. This made the calibration procedure quite unefficient and time consuming such that the prediction of bias settings became absolutely necessary to automate calibration tests.

<sup>5</sup> The calculation of middle points requires the measured value of the raw output signal plus the four voltages  $V_h$ ,  $V_l$ ,  $V_{ref}$ ,  $V_{hb}$  commanded by the operator, and the readout mode.

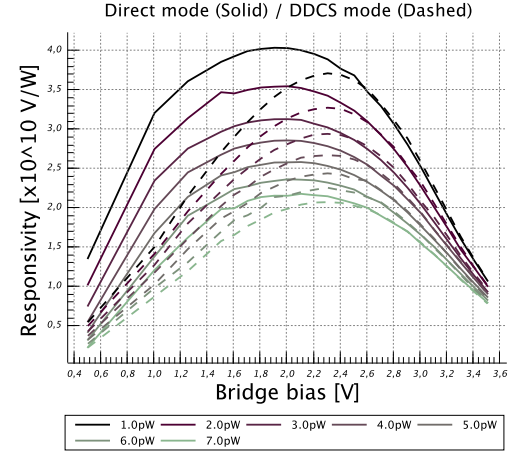


**Fig. 8.** The dynamic responsivity is measured from modulated signals with a flux modulation amplitude of 0.5 pW. The static responsivity does not involve flux modulation, it is calculated from staring measurements. Instead of plotting  $\frac{\partial V_{midpt}}{\partial flux}$ , we plot  $\frac{\partial V_{midpt}}{\partial flux} \Delta flux$  with  $\Delta flux = 0.5$  pW in order to virtually reproduce dynamic measurements. Both curves were measured with the same bridge bias (2.4 V) and in the same readout mode.

We make use of the electronics calibration curves (fig. 4) and of the derived middle points (fig. 5) to predict the output signals of the instrument in the exact inverse way we computed middle points from raw measurements. In practice, we wrote a program that takes the optical load and the bridge bias ( $V_h - V_l$ ) as input parameters and outputs the four bias voltages that will minimize the saturation of the electronics, namely  $V_h$ ,  $V_l$ ,  $V_{ref}$  and  $V_{hb}$ . The first task of the program is to interpolate the middle point curves (fig. 5) to find the voltage across the thermometer resulting from the given optical load and bridge bias.  $V_l$  is then chosen so that the absolute voltage entering the cold electronics lies within the limits determined in section 3.2.  $V_h$  is simply deduced from the given value of the bridge bias. At this point the bolometric bridge is biased as required. We use the calibration curves of the readout electronics (fig. 4) to interpolate the value of  $V_{hb}$  that centers the middle points of the array around a value we specify, i.e. the center of the dynamic range of BOLC. This ensures the warm electronics do not saturate. Then, in the case of DDCS measurements,  $V_{ref}$  is given the median value of the bolometric signals entering the readout electronics. This centers the output signals within the dynamic range of BOLC. This procedure makes the fine tuning of the detectors straightforward and it allows the editing of very long automated calibration measurements in the nominal mode of BOLC in which the dynamic range is limited to 330 mV.

#### 4.3. Systematic measurements as a diagnosis for the DDCS readout mode

CEA bolometer arrays are innovative bolometric detectors that possess unique features like the DDCS readout mode for instance. Although the technique that consists in reading alternatively and subtracting the signal from the sky and an electrical reference signal has been employed for a long time in heterodyne receivers for radio astronomy (Dicke switch), it is a totally new feature for bolometric detectors. We take advantage of the

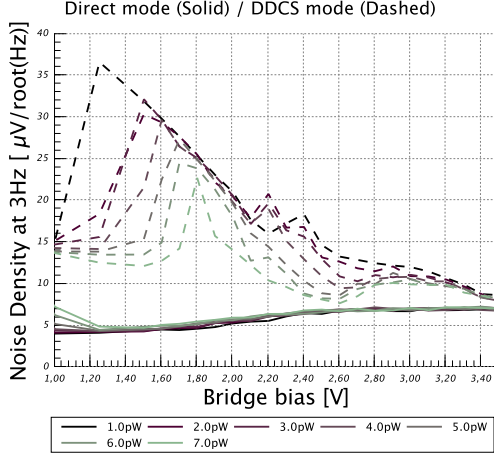


**Fig. 9.** Comparison of the dynamic responsivity averaged over one array in the direct (solid lines) and the DDCS (dashed lines) readout modes. It is measured for 8 optical loads from 1 to 7 pW with a modulation of 0.5 pW and for 24 values of the bridge bias. The responsivity in the DDCS mode is indirectly affected by the electrical time constant of the bolometers at low bridge biases (see text for explanations) but both modes are perfectly consistent at higher biases.

completeness of the test data generated by our calibration procedure to investigate on the impact of the DDCS readout mode on responsivity and noise measurements.

Figure 9 presents the evolution of the dynamic responsivity measured in direct and DDCS modes for 24 values of bridge bias and 7 optical loads. In the low bias regime, the higher the voltage supplied to the bolometric bridge, the higher the possible excursion of the output signal for a given optical modulation ; thus the responsivity increases with the bridge bias. For higher biases, non-ohmic effects and Joule dissipation start to overcome the influence of the flux modulation on the evolution of the thermometer impedance, and the responsivity drops. This explains the bell shape of responsivity curves independently of the readout mode used during the measurements. We note that direct and DDCS mode are perfectly consistent above 2.6 V but that responsivities measured in the DDCS mode are always lower than the ones measured in direct mode for low bridge biases. Besides, figure 10 presents the evolution of the noise level derived from static measurements as a function of the bridge bias and the optical load. Strikingly the DDCS readout mode exhibits a large excess noise at low bridge biases compared to the direct mode. Nevertheless both modes become consistent at higher bridge biases ( $\sigma_{DDCS}^2 = \sigma_{direct}^2 + \sigma_{ref}^2$  as expected for uncorrelated noise sources). From figures 9 and 10 it is clear that the DDCS readout mode modifies the functioning of the detectors when the bridge bias is too low. We identify two causes for this comportment: (1) the relatively long time constant of the bolometers and (2) the way the signal is read out.

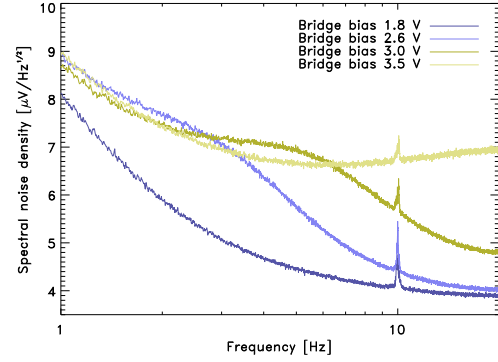
In the direct readout mode Clock 1 and 2 are stationary (sec. 2.2). In that case the middle point of individual bolometers is connected at all time to its dedicated voltage follower (figure 3), and it is sampled at 40 Hz by the multiplexer. It is important that the signal comes from a single source, i.e. the bolometer, because it minimizes the pick up of external noises. On the con-



**Fig. 10.** Comparison of the noise level in the direct (solid lines) and the DDCS (dashed lines) readout modes as a function of the bolometric bridge bias and the optical load. The noise level is measured at 3 Hz from spectral noise densities of static measurements. Each data point represents the average noise level of a whole array. The DDCS mode shows an excess noise at low bridge biases compared to the direct mode. The origin of this excess noise is the parasitic injection of electrical charges close to the bolometers when the sequencer switches very fast between Clock 1 and 2 (see text for explanations). Noise levels in both modes become consistent for a bridge bias above 2.6 V.

trary, in the DDCS mode, the sequencer drives Clock 1 and 2 at 1280 Hz<sup>6</sup> to read alternatively the middle point and the reference voltage. This differential mode improves the stability of the detectors but decreases their sensitivity (quadratic sum of noise contributions). The extra noise present at low bridge biases in figure 10 is a direct consequence of running cold MOS transistors at such a frequency. We believe that a random number of electrical charges are injected in the bolometric bridge each time the sequencer switches from  $V_{ref}$  to  $V_{midpt}$ . These charges are then absorbed in the lowpass filter after a characteristic time equivalent to the electrical time constant of the filter. If the sampling of the middle point occurs before these parasitic charges are absorbed, then the fluctuations induced by charge injections alter the value of the middle point and introduce random noise on the output signal. But if the sampling occurs after these charges are absorbed, i.e.  $V_{midpt}$  has reached its actual value, then DDCS and direct modes are consistent. A similar problem occurs during dynamic responsivity measurements. In the DDCS mode, the signal entering the readout electronics is alternatively  $V_{ref}$  which is fixed, and  $V_{midpt}$  which evolves during the relaxation of the lowpass filter until it reaches its asymptotic value, i.e. the real value of the middle point for a given chopper plateau. If the time constant is longer than the sampling period then the middle point is sampled too early in its stabilization phase, and the measured middle point modulation underestimates the actual responsivity of the detectors. In the direct mode, as long as the source fluctuation does not move faster than the cutoff frequency, then the middle point is sampled while it is already stabilized. The DDCS mode exhibits the same behavior as the direct mode as long

<sup>6</sup> The multiplexed electronics reads two samples (middle point and  $V_{ref}$ ) at 40 Hz for 16 pixels.  $2 \times 40 \times 16 = 1280$  Hz.



**Fig. 11.** Spectral noise densities measured in direct mode for 4 values of the bolometric bridge bias. Each curve is obtained by averaging 256 spectra of individual pixels from the same array. The resulting spectra are therefore representative of a whole array and contain very low statistical fluctuations. As the bridge bias increases, the impedance of the thermistors drops making the electrical cutoff frequency move towards higher frequencies (see text for explanations). From 1.8 to 3.5 V the knee frequencies are respectively  $\sim 1, 3.5, 8, > 20$  Hz. The evolution of the cutoff frequency with bridge bias is similar in the DDCS mode. The spurious 10 Hz peaks are perturbations generated by the mains power supply. It is not visible on the plot but the low frequency noise is not influenced by the bridge bias.

as the electrical time constant of the bolometer is shorter than the sampling period of the readout electronics, in both figures 9 and 10 this condition is met for a bridge bias above  $\sim 2.6$  V. Indeed bolometers do react faster to signal changes for higher biases. We have described the bolometric lowpass filter in section 2.2 as being the association of a thermistor, impedance  $R$ , and a stray capacitor, capacitance  $C$ . The time constant of such a filter is  $\tau = RC$ . As the bridge bias increases, non-ohmic effects and temperature elevation due to Joule dissipation tend to decrease the impedance of the thermistor according to equation (1); and so does the electrical time constant  $\tau$ . To illustrate this, we present spectral noise densities in figure 11 from which we can estimate the cutoff frequency of the lowpass filter. These spectra were measured in direct mode. They include noise contributions from the bolometer itself (Mather 1982, 1984), the electronics chain and the quantum fluctuations of the incident radiation. The high frequency noise of the bolometer is exponentially attenuated by the lowpass filter revealing a knee in the spectrum at a well defined cutoff frequency  $\nu_C = \frac{1}{2\pi\tau}$ . Above  $\nu_C$  the spectral noise density drops and converges towards the noise level of the readout electronics only. From figure 11 we find that the cutoff frequency increases with the bridge bias. This is in accordance with the interpretation we made concerning the behavior of the DDCS mode being caused by parasitic charge injections in the electronics and the bolometers time constant.

## 5. Conclusions and prospects

We have thoroughly explored the instrument capabilities in a 6-D parameter space around a central position defined as the expected operational configuration. We identified a quantity common to all the measurements: the middle point. In fact we found that the computation of middle points makes data comparable



such that this quantity is now considered as the effective signal for probing the behavior of bolometer arrays, independently of the setting of the readout electronics. We have measured middle points for thousands of combinations of the explored parameters in order to build a complete dataset from which we can predict bias settings of the detectors for each configuration of the system. These predicted biases are used to run full calibration tests in the 'high gain' mode of BOLC to measure sensitivity performances (i.e. noise).

The procedure we developed is based on the systematic exploration and measurement of detector performances. It requires minimum prior knowledge of the detectors but does not necessitate a thermal model of the bolometers to fit the data nor the modeling of the multiplexed readout electronics. Even non-ohmic effects are included without further constraints. However it assumes that we are able to measure the transfer function of the electronics chain. The fact that CEA bolometer arrays allow for the injection of reference voltages close to the thermal sensors is an essential feature, and we take advantage of it for characterizing the readout electronics and the bolometers themselves. Moreover the calibration procedure is very simple to implement as long as the commanding and acquisition system allows for the automation of test measurements. We ran hundreds of hours of calibration tests with bias settings generated by our program while keeping the saturation to a minimum. Other benefits of our procedure are the essential calibration curves it provides (fig. 4, 5 and 7), the fact that it is time effective, and finally the considerable insight we gained on the functioning of this new type of detectors, especially on the readout modes of the cold electronics (fig. 9 and 10).

In principle this procedure can be extended to explore other dimensions relevant to performance measurements. For example we know that bolometers, which are thermal detectors, are sensitive to the heat sink temperature and it would be interesting to quantify the influence of this parameter on the performances of the detector. But the test bench we use did not permit the regulation of the focal plane temperature so that it was difficult to operate the detectors at a stable temperature different from the nominal one. However in the specific case of the PACS Photometer, exploring the thermal bath temperature is not critical since the cryocooler that provides the 280 mK to the bolometer arrays exhibits a remarkable reproducibility (Duband & Collaudin 1999). The main weakness of the procedure is that it does not take advantage of our knowledge on the resistors and on the absorbing material to compute the physical parameters of the bolometer array. This is the main difference with the standard calibration method that uses an ideal thermal model of the bolometer to fit load curves and derive its performances. For instance our procedure does not predict the value of the effective time constant of the pixel, this would require a dedicated test. Still the cutoff frequency of the lowpass filter can be estimated in Fourier space from static measurements as shown in figure 11.

Note that our experimental approach and the standard load curve fitting method may be seen as complementary, the former takes advantage of the richness of systematic measurements while the latter exploits an analytical model of the detectors. One could push further the comparison and interpret middle point curves we presented in figure 5 as been load curves in the sense that we measure output signals for different electrical and optical loads on the bolometers. The main difference however is the effective signal which is the voltage across the thermistor instead of the current flowing through it. It would now be interesting to develop a model similar to the one presented in Grannan et al. (1997) that includes non-ohmic effects on both thermistors and reference re-

sistors. This would be particularly interesting for quantifying the influence of non-ohmic effects on the electrical feedback of such detectors as CEA bolometer arrays.

Our procedure has been applied successfully during the calibration campaign of the PACS Photometer and proved to be simple to implement, efficient and consistent with a time limited test period. It is a generic procedure that consists in exploring, in a systematic way, the influence of a set of parameters on the bolometric signal and on the readout electronics. As such it could possibly be used to characterize future bolometer arrays that will be very different from the individual resistive bolometers existing today.

Despite their initial optimization for FIR observations, the adaptation of CEA bolometer arrays to longer wavelengths is already under development (Reveret et al. 2006). We are currently building ARTEMIS, a wide-field submillimeter camera operating in the 450  $\mu\text{m}$  atmospheric window and containing 16 filled bolometer arrays. Observations of Jupiter and Saturn have already been carried out on the KOSMA telescope with a prototype instrument (P-ARTEMIS, Talvard et al. 2006). The balloon-borne experiment PILOT (Bernard et al. 2007) also plans to use filled bolometer arrays adapted at 240 and 550  $\mu\text{m}$  for studying the polarization of the interstellar medium. The future of filled bolometer arrays looks very bright, and wide-field submillimeter astronomy should benefit from these recent technological achievements.

**Acknowledgements.** The authors would like to thank Diego Cesarsky, Helmut Feuchtgruber, Thomas Müller, Albrecht Poglitch, Ekkehard Wieprecht and the rest of the ICC calibration team for their work and support during the calibration campaign at MPE, Garching, Germany. The PACS Photometer is funded by CNES and CEA.

## References

- Agnès, P., Buzzi, C., Rey, P., Rodriguez, L., & Tissot, J.-L. 1999, in *Proc. SPIE Vol. 3698*, p. 284-290, *Infrared Technology and Applications XXV*, Bjorn F. Andresen; Marija Strojnik Scholl; Eds., ed. B. F. Andresen & M. Strojnik Scholl, 284-290
- Agnès, P., Cigna, C., Pornin, J.-L., et al. 2003, in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*, Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE, Volume 4855*, pp. 108-114 (2003), ed. T. G. Phillips & J. Zmuidzinas, 108-114
- Allen, C. A., Abrahams, J., Benford, D. J., et al. 2006, in *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*, Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D. *Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, pp. 62750B (2006).
- Bernard, J.-P., Ade, P., Debernardis, P., et al. 2007, in *EAS Publications Series*, 189-203
- Billot, N., Agnès, P., Augères, J.-L., et al. 2006, in *Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter*, Edited by Mather, John C.; MacEwen, Howard A.; de Graauw, Mattheus W. M.. *Proceedings of the SPIE, Volume 6265*, pp. 62650D (2006).
- Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996, *A&A*, 315, L32
- de Graauw, T., Caux, E., Guesten, R., et al. 2005, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1219-+
- Dowell, C. D., Allen, C. A., Babu, R. S., et al. 2003, in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*, Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE, Volume 4855*, pp. 73-87 (2003), ed. T. G. Phillips & J. Zmuidzinas, 73-87
- Duband, L. & Collaudin, B. 1999, *Cryogenics*, 39, 659
- Duncan, W. D., Sandell, G., Robson, E. L., Ade, P. A. R., & Griffin, M. J. 1990, *MNRAS*, 243, 126
- Fischer, J., Klaassen, T. H. N., Jakob, G., Poglitsch, A., & Sternberg, O. 2004, *Appl. Opt.*, 43, 3765
- Grannan, S. M., Richards, P. L., & Hase, M. K. 1997, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 18, 319
- Griffin, M., Abergel, A., Ade, P., et al. 2006, in *Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter*, Edited by Mather, John C.; MacEwen, Howard A.; de Graauw, Mattheus W. M.. *Proceedings of the SPIE, Volume 6265*, pp. 62650A (2006).

- Griffin, M. J., Bock, J. J., & Gear, W. K. 2002, *Appl. Opt.*, 41, 6543
- Griffin, M. J. & Holland, W. S. 1988, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 9, 861
- Hildebrand, R. H. & Winston, R. 1982, *Appl. Opt.*, 21, 1844
- Holland, W., MacIntosh, M., Fairley, A., et al. 2006, in *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*, Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D., *Proceedings of the SPIE*, Volume 6275, pp. 62751E (2006).
- Holland, W. S., Robson, E. I., Gear, W. K., et al. 1999, *MNRAS*, 303, 659
- Kreysa, E., Bertoldi, F., Gemuend, H.-P., et al. 2003, in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*, Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4855, pp. 41-48 (2003), ed. T. G. Phillips & J. Zmuidzinas, 41–48
- Kreysa, E., Gemuend, H.-P., Gromke, J., et al. 1998, in *Proc. SPIE Vol. 3357*, p. 319-325, *Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes*, Thomas G. Phillips; Ed., ed. T. G. Phillips, 319–325
- Mather, J. C. 1982, *Appl. Opt.*, 21, 1125
- Mather, J. C. 1984, *Appl. Opt.*, 23, 584
- Pilbratt, G. L. 2004, in *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes*, Edited by Mather, John C. *Proceedings of the SPIE*, Volume 5487, pp. 401-412 (2004), ed. J. C. Mather, 401–412
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Bauer, O. H., et al. 2006, in *Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter*, Edited by Mather, John C.; MacEwen, Howard A.; de Graauw, Mattheus W. M., *Proceedings of the SPIE*, Volume 6265, pp. 62650B (2006).
- Reveret, V., Rodriguez, L. R., André, P., et al. 2006, in *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*, Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D., *Proceedings of the SPIE*, Volume 6275, pp. 627502 (2006).
- Richards, P. L. 1994, *Journal of Applied Physics*, 76, 1
- Shklovskii, B. I. & Efros, A. L. 1984, *Electronic properties of doped semiconductors* (Springer-Verlag, Berlin)
- Simoens, F., Agnese, P., Béguin, A., et al. 2004, in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II*, Edited by Jonas Zmuidzinas, Wayne S. Holland and Stafford Withington *Proceedings of the SPIE*, Volume 5498, pp. 177-186 (2004), ed. C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, & J. Zmuidzinas, 177–186
- Sudiwala, R. V., Griffin, M. J., & Woodcraft, A. L. 2002, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 23, 545
- Talvard, M., André, P., Rodriguez, L., et al. 2006, in *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*, Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D., *Proceedings of the SPIE*, Volume 6275, pp. 627503 (2006).
- Turner, A. D., Bock, J. J., Beeman, J. W., et al. 2001, *Appl. Opt.*, 40, 4921
- Wang, N., Hunter, T. R., Benford, D. J., et al. 1996, *Appl. Opt.*, 35, 6629
- Woodcraft, A. L., Sudiwala, R. V., Griffin, M. J., et al. 2002, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 23, 575

## A.2 SPIE

Cet article a été publié dans les *proceedings* de la conférence SPIE « Astronomical Telescopes and Instrumentation » qui s'est tenue à Orlando, Floride, en 2006. J'ai présenté ce travail à l'oral dans la session « Space Telescopes and Instrumentation : Optical, Infrared and Millimeter ».

### The Herschel/PACS 2560 bolometers imaging camera

Nicolas Billot<sup>a</sup>, Patrick Agnès<sup>b</sup>, Jean-Louis Auguères<sup>a</sup>, Alain Béguin<sup>b</sup>, André Bouère<sup>a</sup>, Olivier Boulade<sup>a</sup>, Christophe Cara<sup>a</sup>, Christelle Cloué<sup>a</sup>, Eric Doumayrou<sup>a</sup>, Lionel Duband<sup>c</sup>, Benoît Horeau<sup>a</sup>, Isabelle Le Mer<sup>a</sup>, Jean Le Pennec<sup>a</sup>, Jérôme Martignac<sup>a</sup>, Koryo Okumura<sup>a</sup>, Vincent Revéret<sup>d</sup>, Marc Sauvage<sup>a</sup>, François Simoens<sup>b</sup> and Laurent Vigroux<sup>e</sup>

<sup>a</sup>Service d'Astrophysique, DAPNIA, CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette, FRANCE;

<sup>b</sup>Laboratoire Infra-Rouge, LETI, CEA Grenoble, 38054 Grenoble, FRANCE;

<sup>c</sup>Service des Basses Températures, DRFMC, CEA Grenoble, 38054 Grenoble, FRANCE;

<sup>d</sup>European Southern Observatory, Vitacura, Casilla 19001 Santiago 19, CHILE;

<sup>e</sup>Institut d'Astrophysique de Paris, 75014 Paris, FRANCE

#### ABSTRACT

The development program of the flight model imaging camera for the PACS instrument on-board the Herschel spacecraft is nearing completion. This camera has two channels covering the 60 to 210 microns wavelength range. The focal plane of the short wavelength channel is made of a mosaic of 2x4 3-sides buttable bolometer arrays (16x16 pixels each) for a total of 2048 pixels, while the long wavelength channel has a mosaic of 2 of the same bolometer arrays for a total of 512 pixels. The 10 arrays have been fabricated, individually tested and integrated in the photometer. They represent the first filled arrays of fully collectively built bolometers with a cold multiplexed readout, allowing for a properly sampled coverage of the full instrument field of view. The camera has been fully characterized and the ground calibration campaign will take place after its delivery to the PACS consortium in mid 2006. The bolometers, working at a temperature of 300 mK, have a NEP close to the BLIP limit and an optical bandwidth of 4 to 5 Hz that will permit the mapping of large sky areas. This paper briefly presents the concept and technology of the detectors as well as the cryocooler and the warm electronics. Then we focus on the performances of the integrated focal planes (responsivity, NEP, low frequency noise, bandwidth).

**Keywords:** bolometers, cryocooler, far infrared, imaging camera, multiplexing, filled bolometer arrays

#### 1. INTRODUCTION

The Herschel Space Observatory is the third "corner stone" mission of the European Space Agency. It will be launched by an Ariane 5 rocket in the course of 2008. Herschel will be equipped with the largest telescope ever sent in space ( $\varnothing$  3.5m) and will carry out spectroscopic and imaging observations in the 60  $\mu$ m to 670  $\mu$ m wavelength range. Herschel's payload consists of three instruments. (1) HIFI is a very high resolution heterodyne spectrometer ( $R \sim 10^7$ ), (2) SPIRE is an imager and an imaging spectrometer, operating in the 210-670  $\mu$ m band, using spider-web bolometers coupled to Winston cones (see ref. 1 for details), and (3) PACS covers the 60-210  $\mu$ m range and is both an imaging spectrometer using photo-conducting detectors, and an imager using novel technology bolometers described in this paper.

The main science objectives of Herschel are twofold. First, Herschel will perform large scale surveys of nearby dark clouds, regions where stars form, in order to identify the mechanisms responsible for the distribution of stellar masses. Indeed we now realize that a star's mass, when it enters the main sequence, is in fact determined when the gas and dust cloud in which it will later form separates itself from its parent cloud and starts to collapse. At this early stage, it is mostly heated by the contraction and its temperature is such that it radiates most of its energy in the Herschel band. By observing very large numbers of these prestellar cores, we will shed light upon the processes that lead to their formation and to their mass distribution.

Further author information: Nicolas Billot, e-mail: nbillot@cea.fr  
PACS Photometer is funded by CNES and CEA.



Herschel will also peer into the distant Universe. Half of the extragalactic background light reaches earth in the infrared, with a peak in Herschel's bandpass. Herschel will perform deep surveys in dark regions of the sky to identify and locate the galaxies responsible for this background. This will allow the reconstruction of the star formation history of the Universe during the last  $\sim 10$  Gyr. This star formation history is in fact the result of the galaxy formation process, thus Herschel will participate in the construction of a plausible scenario that leads from the very homogeneous Universe of the Big Bang epoch to the highly structured Universe of galaxies that we see now. For more detailed descriptions, see ref. 2 for the Herschel mission, and ref. 3 for the PACS instrument.

## 2. OVERVIEW OF PHFPU, THE PACS PHOTOMETER

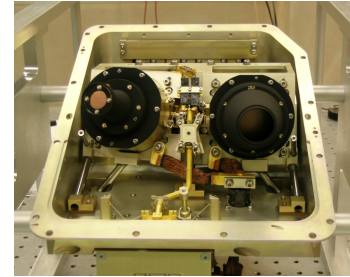
The imaging part of PACS is referred to as the Photometer Focal Plane Unit or PhFPU. It is designed for dual-band imaging in the range 60 to 210  $\mu\text{m}$ . It consists of two channels: the "Blue" one covering the range 60 to 130  $\mu\text{m}$ , and the "Red" one from 130 to 210  $\mu\text{m}$ . The split of wavelength is done with dichroic optics in front of the photometer. The Blue channel is itself split into two sub-ranges, from 60 to 85  $\mu\text{m}$  and 85 to 130  $\mu\text{m}$  by means of a filter wheel. Observations are therefore performed simultaneously in either one of the two blue bands plus the red band (see figure 1 for a picture of the flight model of the photometer).

Each channel has a focal plane based on a mosaic of filled arrays of bolometers (sect. 3): 2048 pixels for the Blue channel (arranged in a mosaic of 4x2 arrays of 16x16 pixels each), and 512 pixels for the Red channel (2 arrays of 16x16 pixels each). The field of view is  $3.5^\circ \times 1.75^\circ$  for both channels and is fully sampled by the filled arrays for the central wavelengths. Figure 2 shows the two focal planes of the FM photometer. A cryocooler, based on an  $^3\text{He}$  sorption cooler, is used to cool both focal planes to 300 mK (sect. 4).

Each focal plane is mounted inside a structure connected to the 300 mK stage. This structure is itself suspended inside the 2 K structure by means of kevlar wires. A 300 mK filter is mounted on top of each bolometer focal plane. The detectors and their cold readout electronics at 300 mK are electrically connected at the 2 K stage to a second level of electronics. Most of the power is dissipated at this stage since the thermal budget at 300 mK is obviously very tight. Table 1 summarizes the specifications of the photometer.

Spectral range	60 – 210 $\mu\text{m}$ in two channels	
Field of view	3.5'x1.75' per channel	
Image quality	Diffraction limited	
Operating temperature	$\sim 300$ mK	
Thermal budget	10 $\mu\text{W}$ at 300 mK	
Autonomy	46 h	
Channels	Blue	Red
Central wavelength	73 or 107 $\mu\text{m}$	166 $\mu\text{m}$
Bandwidth $\Delta\lambda$	33 or 43 $\mu\text{m}$	45 $\mu\text{m}$
Focal plane	4x2 arrays	2x1 arrays
Number of pixels	2048	512
Pixel field of view	3.2 "	6.5 "

**Table 1.** Specifications for the PACS photometer.

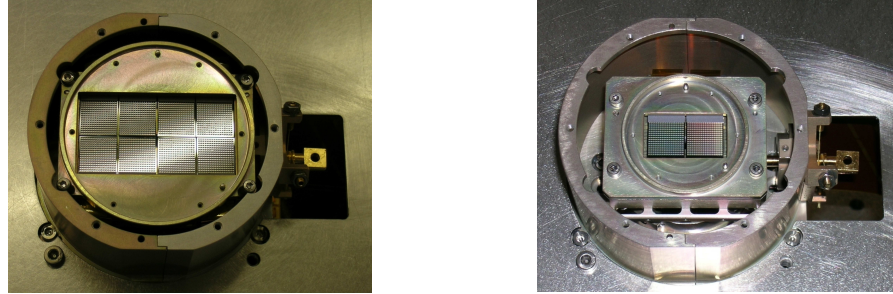


**Figure 1.** The flight model of the PACS photometer being assembled, Red channel is on the left and Blue on the right. PhFPU dimensions are  $260 \times 348.5 \times 216$  mm and its weight is 8.2 kg.

## 3. THE BOLOMETER ARRAYS

### 3.1. Detection principle

The PACS bolometer arrays are based on the resonant absorption of the sub-millimeter electromagnetic radiation. In this mode, an absorption layer matched to vacuum impedance ( $377 \Omega/\square$ ) is located above a reflector. In a classical point of view, standing waves generated between incident and reflected radiations allow a theoretical



**Figure 2.** The Blue (left: 64x32 pixels) and Red (right: 32x16 pixels) FM focal planes.

thermal absorption up to 100% for a wavelength equal to four times the distance between reflector and absorber. This principle introduced by our group in 1996 for detection purposes, is now widely applied in most recent bolometer developments. The metal absorber is deposited on a crystalline silicon mesh insulated from a heat sink by four thin silicon rods ( $2\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$  section -  $600\mu\text{m}$  long). The time constant of the detector is given by the heat capacity of the insulated structure and the thermal conductance of the rods. To lower as much as possible the heat capacity of the sensitive part of the bolometer (the insulated structure), we act on both components of the heat capacity: mass and specific heat. Reduction of the mass is obtained by thinning the silicon support to a limit compatible with the process technology ( $5\mu\text{m}$ ). Subsequent etching of the silicon layer, to produce a mesh, achieves the mass reduction process. Specific heat of crystalline materials drops rapidly when lowering temperature below 1 K. We take advantage of this physical property by running detectors below 300 mK. The specific heat of metals and amorphous materials decreases less rapidly. A metal alloy in the superconductor state (titanium nitride), far from the transition, is chosen as absorber to bypass this drawback. The temperature elevation of the sensitive part must be measured. A semiconductor thermometric structure is fitted out on the mesh. This structure is a thin ( $<1\mu\text{m}$ ) and elongated silicon layer heavily doped with phosphorus and 50% compensated by boron ions, electrically insulated from the mesh. This thermometer structure was measured to be the most significant part of the heat capacity of the sensitive part of the detector.

### 3.2. Description of the bolometer arrays

The way to collectively build large filled arrays while satisfying all the prescriptions outlined above is to use two silicon chips: one containing the absorbing insulated meshes with thermometers (the pixels) and the other containing the reflectors and the cold readout electronics. We then hybridize both with well defined indium bumps to achieve the resonant cavity. Double Silicon On Insulators (SOI) wafers are used for detectors layers. Deep etching ( $400\mu\text{m}$ ) in one direction, and surface etching ( $6\mu\text{m}$ ) in the other produce meshes and rods on the metallized silicon surface. Before that, surface etching of the heavily doped silicon layer produces the mesa structure of the thermometer. This structure is electrically insulated from the mesh by the wafer  $\text{SiO}_2$  upper insulation level. Detectors of large sensitive surfaces are thus produced with sufficiently low heat capacity to avoid any light concentrator as needed in classical bolometric cameras. This solution opens the way for filled arrays collective production.

The second chip to be hybridized is also a silicon integrated circuit. It carries on its surface the gold reflectors covering C-MOS readouts and multiplexing circuits. C-MOS (N&P) transistors circuits were adopted there to ensure electric functions at the detectors operating temperature of 300 mK. As the noise density for these circuits is large, with respect to FET transistors, we decided to run thermometers at very high resistance (in the  $T\Omega$  range) to ensure large signals. FET transistors, inefficient below 100 K, cannot be used in our case. The disadvantage of  $T\Omega$  circuits is the difficulty to propagate signals on significant distances. The proximity of the hybridized stages (a few millimeters) relaxes the problem.

Chips including  $16 \times 16$  pixels and chips including  $16 \times 16$  MOS readout circuits are manufactured for proper combination leading to sub-units of 256 detectors. These sub-units are designed to be buttable on three sides

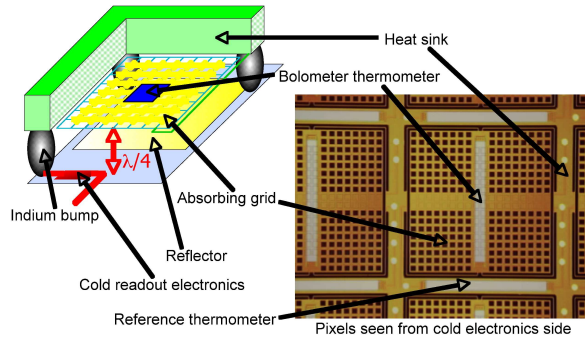
for large focal planes assembly.

The wavelength absorption requirement was initially ensured by two sizes of indium bumps (20 and 25  $\mu\text{m}$ ), according to calculations. Spectral reflection measurements with a Fourier Transform Spectrometer showed that the shorter bump size is sufficient to cope with both wavelength range requirements. Only the “20  $\mu\text{m}$ ” type associated to the Blue channel was then manufactured.

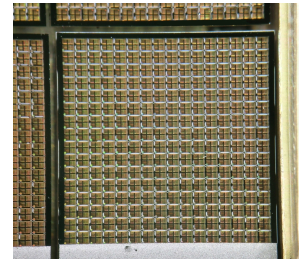
A large focal plane containing 2560 bolometers is not really compatible, in a space project, with a “one readout channel per detector” policy and multiplexing is therefore mandatory. This function is ensured by MOS transistors used here as gates at the readout chip level. A 16 to 1 multiplexing is now currently achieved reducing the total output channels to 160. Frames are then produced at 40 Hz.

The power dissipation available at the 300 mK level is very low (10  $\mu\text{W}$ ). The only way to meet this requirement is to output the bolometer signals from the 300 mK readout stage into the M $\Omega$  range. When including the multiplexing to the frame frequency, the available length range is of the order of ten centimeters. A second readout stage (impedance adaptation) is then provided a few centimeters away on a part of the focal plane linked to the satellite 2 K level. There, 3.5 mW of power is available and sufficient to transfer signals to the warm electronics.

Figure 3 shows the structure of the bolometer pixel, while figure 4 shows a close-up view of a bolometer array. More details on the technology of these bolometer arrays can be found in reference 4.



**Figure 3.** Structure of a bolometer pixel. Pixel step is 750  $\mu\text{m}$ .

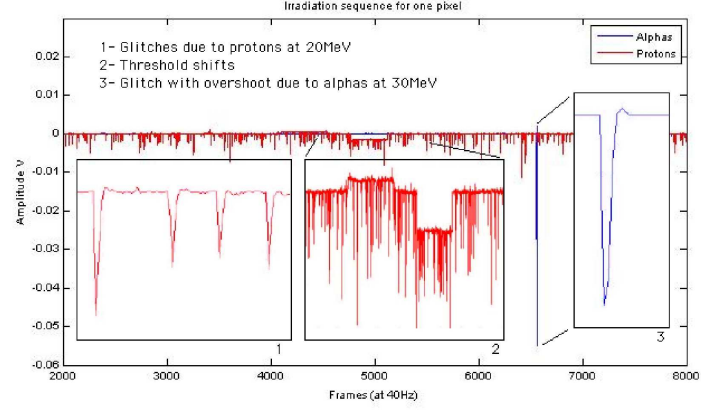


**Figure 4.** View of an array integrated in the Blue focal plane showing 256 multi-plexed bolometers. Array dimensions are 12.63 $\times$ 15.78 mm.

### 3.3. Irradiations

A “total ionizing dose” measurement was performed using a  $^{60}\text{Co}$  gamma ray source. The purpose was to observe any damage due to protons and electrons after an irradiation level equivalent to the expected cumulated ionizing dose at the end of the mission (11 krad). No significant degradation, either in thresholds or gains of the bolometer arrays, has been observed, and the detectors can withstand the spatial environment without degradation of their performances.

Another irradiation run was performed to look for single event effects: proton and alpha irradiations were performed at the Institut de Physique Nucléaire (IPN, Orsay, France), respectively at 20 MeV and 30 MeV with fluences of  $\sim 3$  particle/sec/pixel and  $\sim 0.2$  particle/sec/pixel on a dedicated bolometer array representative of the flight model. We observed no significant variation of the gain of the detector. The main effects were threshold shifts and glitches (see figure 5). Threshold shifts can be explained by the passage of particles through the CMOS cold readout electronics located just below the detection layer. However most of the perturbations were glitches due to the passage of ions through the absorbing mesh resulting in a temperature increase of the pixel. These caused a rapid signal variation, with an average duration of about 4 frames (at a frame rate of 40 Hz) and an amplitude ranging from 1 mV to 60 mV with a mean value of about 10 mV. A preliminary analysis shows a spatial distribution of the incident particle signatures (number of frames affected, or relaxation time) correlated with the responsivity map of the pixels (or the bolometer impedances at first order).



**Figure 5.** Different effects of alpha and proton impacts on the bolometers.

#### 4. THE CRYOCOOLER

The SPIRE and PACS instruments on-board the Herschel spacecraft have the same sorption coolers, which are based on an  $^3\text{He}$  evaporative cooling cycle. The units have been designed following the same overall specifications (see table 2). They feature the same mechanical interface and if necessary can be swapped with a few minor adjustments.

**Table 2.** Herschel cooler specifications.

Safety	Structural failure mode shall be leak before burst
Mechanical (worst case axis)	Sine sweep vibration: 22.5 G peak up to 100 Hz Random 20 – 150 Hz: 11.5 G rms First eigenfrequency above 120 Hz Proof pressure: 2 x maximum operating pressure
Thermal	Heat lift capability: 10 $\mu\text{W}$ minimum at 290 mK 5 Joules of gross cooling energy at 300 mK Recycling time: no more than 2 hours Total energy dissipated per cycle: no more than 860 J
Electrical	Cold interface (cooler heart) electrically insulated from mechanical interfaces
Geometry and Interface	Volume and Mass: 100x100x230 mm maximum – < 1.8 Kg Mechanical interface: with a 4 K structure Thermal interface: with a 1.7 K $^2\text{He}$ bath

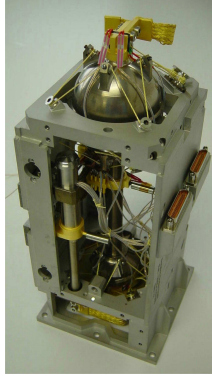
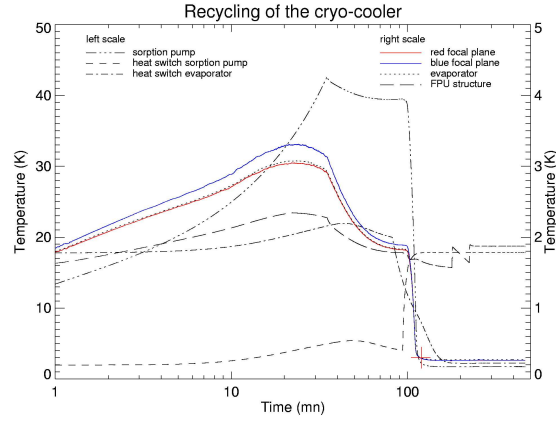
The thermal architecture in the satellite is such that the coolers are mechanically mounted off a structure at 4 K or above (“level 1”) and thermal paths are then provided to the superfluid tank (“level 0”) for the cooler operation. This constraint calls for a specific thermal architecture and design. In addition during cooler operation, in particular during the recycling phase, the heat flows to the tank from the sorption pump and from the evaporator are significantly different. During this phase it is crucial to keep the evaporator temperature as cold as possible to increase the condensation efficiency and reduce the fraction of liquid lost during cooldown. Consequently two thermal interfaces and thus two thermal buses to the superfluid tank are required. Finally to fulfil the electrical insulation requirement, two gas gap heat switches are mounted on the mechanical frame

**Table 3.** Cooler main characteristics.

He charge	$\approx 6 \text{ STP dm}^3$
Pressure at room temperature	$\approx 8.4 \text{ MPa}$
Overall dimensions	100x100x229 mm
Overall mass	1750 grams
Suspended mass (cooler "heart")	280 grams

using Kapton spacers.

The hold time is one of the most critical performances for the SPIRE and PACS instruments as any loss in autonomy can substantially impact the mission and the amount of data expected. The autonomy of the cooler in nominal operations is about 59 hours. Table 3 gives the main characteristics of the cryocooler, figures 6 and 7 show a picture of the cooler and a recycling performed in the integrated flight model of the photometer. More details on the sorption cooler can be found in ref. 5. The lowest temperature achieved at the evaporator for a bath at 1.6 K is 257.7 mK. The temperature of the evaporator as measured in the PhFPU test cryostat is 283 mK for a load of  $5 \mu\text{W}$  (with all 10 arrays switched on).

**Figure 6.** The PACS sorption cooler.**Figure 7.** The first hours of a cooling cycle

## 5. THE WARM ELECTRONICS

### 5.1. Overview of BOLC

The PACS Warm Electronics system comprises a unit called "BOLC" specifically in charge of the control of the photometer focal planes. The main functions of this unit are (1) to act as the back end for photometer instrumentation contained in the cryovessel and (2) to interface with the rest of the PACS instrument. It includes electronics associated with the bolometer arrays as well as electronics associated with the thermal control of the bolometers (temperature monitoring and control of the cryocooler).

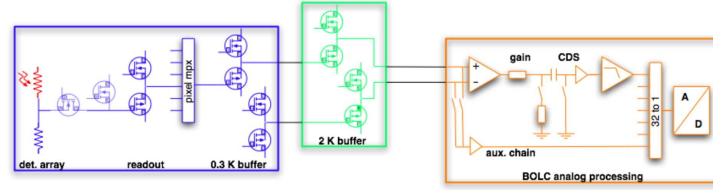
The BOLC layout is based on electronics modules connected to a back plane for digital communication between them. Electronics modules are constituted of multi-layer circuit boards populated with SMD parts assembled on individual chassis having the function of stiffener / module holder / front panel connector fixation

/ thermal heat sink. Additionally a separate specific enclosure contains the power related function (Power Supply Unit).

BOLC dimensions are  $382.5 \times 289 \times 333.5$  mm and its weight is 18.25 kg. The power budget of the warm electronics is 44.2 W in nominal operation mode (i.e. observing), 6.9 W during recycling and 6.0 W in stand-by.

#### 5.1.1. Analog Signal Processing

The analog signal processing chain is divided into several stages: two are part of the detector assembly: the cold readout electronics (at 300 mK) and the cold buffer (at 2 K), as shown in figure 8.



**Figure 8.** The PhFPU analog electronics.

The last stage (at warm temperature) is within the BOLC unit. The instantaneous dynamic range is determined by the analog to digital converter limited by cold electronics transfer function mismatches: a value of 65000 can be considered. The full dynamic range takes advantage of the gain switching and of the detector noise over-sampling and reaches a value of 330000 (corresponding to the range from 3 mJy to 1000 Jy for incident optical flux). A total number of 5 modules is required to process the 160 bolometer signal outputs: 4 dedicated to the Blue focal plane and 1 to the Red focal plane. Limited power budget for the whole unit implies the design of very low power analog channel while keeping low noise performance: measurement on the flight model gives a value of 9.4 mW per readout channel.

#### 5.1.2. Detector clock sequencer and bias generator

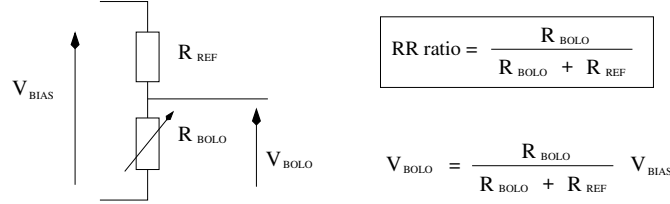
BOLC contains adjustable voltage generators and clock translators required to bias and address a bolometer array. All the parameters are controlled by means of low level commands via digital module allowing for optimization of the bolometer performance, according to initial cold electronics parameter dispersion, detector illumination and parameter drift during instrument life.

A total of 3 modules is required to handle independently 4 groups of 2 arrays for the Blue focal plane and 2 groups of 1 array for the Red focal plane respectively, corresponding to the setting of more than 100 parameters, no less than 19 biases and clocks being required for each detector. The module implementation includes 12-bit digital to analog converters for adjustable settings, analog switches for on/off functions while the digital functions are embedded into a single radiation tolerant FPGA (RT1425 from ACTEL).

Clock translators are driven by a programmable sequencer: timing can be trimmed by means of telecommands to optimize detector performance. An additional signal is provided to the rest of the instrument to achieve the synchronization of the PACS chopper with the bolometer frame readout. The sequencer is implemented in the FPGA along with other functions of the digital module. To perform quick interface checking, the sequencer also features an internal pseudo random data generation allowing data generation even if unplugged from the PhFPU cold electronics.

#### 5.1.3. Ultra low temperature measurement

BOLC also controls the cryocooler and the acquisition of the housekeeping parameters, including measurements of the photometer temperature. Detector and cryocooler operations require various PhFPU temperatures to be monitored and the measurements cover a range from 0.2 K to 50K. Lower temperature measurements (0.2 K to 1 K) require a very high resolution (0.0001 K). For such measurements the probe bias must be chosen to



**Figure 9.** Electrical setup of the bolometric bridge for a single pixel (left). Definition of the RR ratio and the corresponding expression for  $V_{BOLO}$  (right).

maximize sensitivity and to limit self heating ( $P_{probe} < 1\text{ nW}$ ). Even higher resolutions ( $10\text{ }\mu\text{K}$ ) can be achieved by accumulating samples over one second.

#### 5.1.4. SpaceWire digital interface

The digital module handles analog module communications as well as external communication with the PACS warm electronics based on a single Command and Data interface running over the SpaceWire standard. The SpaceWire core has been developed in order to optimize design integration. Thus all the digital functions of the BOLC unit have been embedded into a single radiation tolerant RT54SX32S FPGA from ACTEL.

#### 5.1.5. Redundancy

Standard safety considerations have been taken into account in order to deal with electronics failures: single point failures are avoided and failure propagations are minimized. Unit internal redundancy relies on both cold and warm redundancies: analog functions are shared into 6 independent modules each being devoted to a bolometer sub-assembly (warm redundancy) while digital functions (clock sequencer, interfaces to PACS instrument, internal interfaces to analog functions) are doubled (cold redundancy). Therefore a failure at analog electronics level is limited to a portion of the field of view and recovery from a failure in digital electronics is simply achieved by switching from main to redundant module.

## 6. PERFORMANCES OF THE PHOTOMETER FOCAL PLANE UNIT

Delivery of the Photometer to the PACS consortium at the Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics (Germany) is scheduled for June 2006. The results presented in this section were obtained in CEA Saclay during the first quarter of 2006 while preparing for the calibration campaign and deal mainly with performance optimizations.

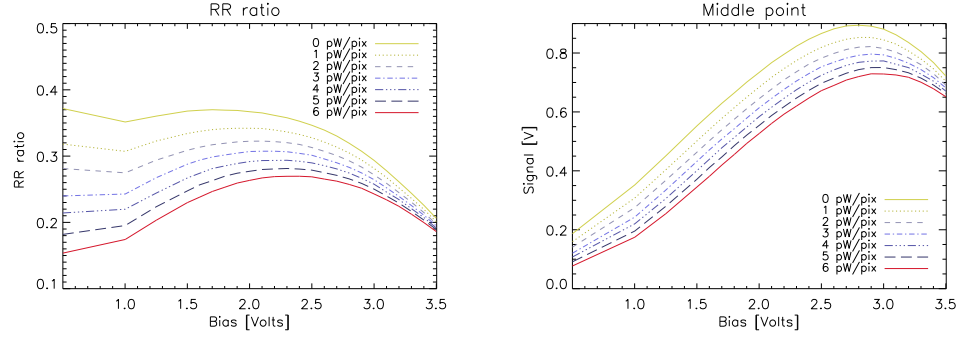
### 6.1. Measuring RR ratios

The bolometric signal,  $V_{BOLO}$ , is set at the middle point of a voltage divider, also called bolometric bridge. It consists of a bolometer resistor  $R_{BOLO}$  and a reference resistor  $R_{REF}$ . Figure 9 shows the electrical setup of the bolometric bridge and the definition of the *RR ratio*. Both resistors are strictly identical\*, however the bolometer's temperature, hence its impedance, is allowed to fluctuate with the pixel temperature whereas the reference resistor is in thermal contact with the inter pixel wall which acts as the 300 mK heat sink (figure 3). In this configuration the reference resistor is used as a current source for the bolometer and prevents any burnout phenomenon. Note that typical voltages applied across the resistors are of the order of a few Volts which induces electric field effects in the conduction process (impedance decreases with applied voltage).

While most bolometers can be fully characterized by measuring their load curves, we rather use *RR ratios* to determine the state of the bolometric bridge. Indeed the bolometers are multiplexed and each array contains 256 bolometers mounted in parallel so we cannot measure the current flowing through each bolometer individually.

\*Same doping, same size ( $40 \times 600\text{ }\mu\text{m}$ ) and impedance of about  $0.7\text{ T}\Omega$  at 300 mK





**Figure 10.** Median  $RR$  ratios of a single array plotted versus voltage bias for different background fluxes (left) and the corresponding  $V_{BOLo}$  values (right). Top curves corresponds to 0 pW background and bottom curves to 6 pW.

Moreover the 300 mK reference resistor impedance varies with the applied bias due to electric field effects and it cannot be considered as an actual load resistor.

$RR$  ratios are obtained from static measurements with a stable and thermalized black body illuminating the whole focal plane. We record the 40 Hz-sampled signal of each of the 2560 bolometers for 3 minutes in different bias/background flux configurations. In fact each of these configurations requires a different tuning of the detectors to avoid saturation of the signal. Reconstructing  $RR$  ratios by taking into account the different offsets and gains of the electronics chain provides us with absolute measurements of the bolometric bridge and makes data obtained in very different conditions comparable. The computation of  $RR$  ratios played an important role in understanding the functioning of the bolometer arrays.  $RR$  ratios and their corresponding  $V_{BOLo}$  values are plotted in figure 10.  $RR$  ratios can be interpreted as a competition between the reference and the bolometric resistors and reflect the balance or rather the unbalance of the bolometric bridge.

$RR$  ratio measurements provide us with a large and valuable amount of information. For instance detector responsivity can be derived from the data presented here as described in section 6.2. Moreover we made an extensive use of these ratios to predict the different voltages necessary to power up the detectors<sup>†</sup>. Indeed the middle points being quite dispersed, it is crucial to fine-tune the detectors to ensure all pixels fit in the dynamics of the ADC.

### 6.2. Responsivity measurements and non-linearity

The responsivity is usually measured by modulating the incident flux with a chopper, the responsivity is then the ratio of the signal amplitude to the flux modulation amplitude. It is expressed in V/W. In our case since  $RR$  ratios are reconstructed for different biases and background fluxes we compute  $\partial Signal / \partial Flux$  for each pixel and for each flux and bias. Figure 11 shows a responsivity map of the Blue focal plane for a bias of 2.2 V with a background flux of 2 pW/pixel. The responsivity is about  $4 \times 10^{10}$  V/W and is quite homogeneous over the whole focal plane.

Table 4 presents the average responsivity of the Blue focal plane for fluxes in the range 0 to 7 pW/pixel<sup>‡</sup> along with its associated deviation. It shows only a slight non-linearity over this background flux range.

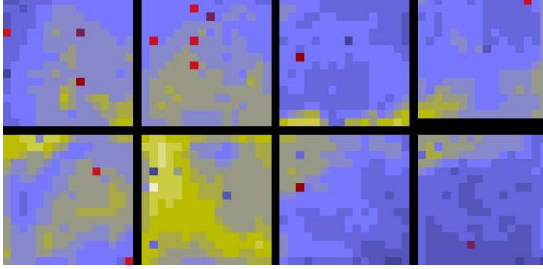
### 6.3. Spectral noise density and bandpass cutoff frequency

PACS bolometers exhibit noise levels two orders of magnitude higher than “usual” bolometers. This is mainly due to the MOS cold readout electronics located at 300 mK but also to their impedance close to 1 T $\Omega$ . We

<sup>†</sup>There is a set of 19 inter-dependant voltages necessary to tune the bolometers of a single array

<sup>‡</sup>We expect a background flux from the telescope between 1 and 6 pW/pixel.





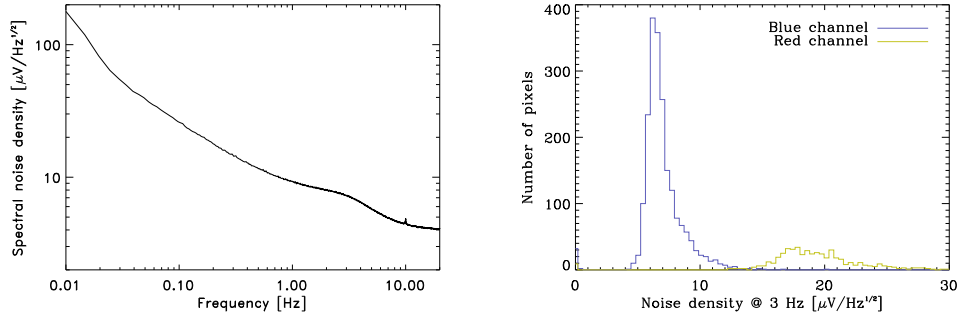
**Figure 11.** Responsivity map of the Blue focal plane for a background flux of 2 pW/pixel and a bias of 2.2 V.

Background Flux (pW/pix)	Mean Resp. ( $\times 10^{10}$ V/W)	$\sigma$ (%)
0	4.20	20.54
1	4.18	20.49
2	4.15	20.44
3	4.13	20.39
4	4.11	20.34
5	4.08	20.29
6	4.06	20.24
7	4.03	20.18

**Table 4.** Mean responsivities of the Blue focal plane measured in static mode for different fluxes and its associated relative dispersions.

actually measure noise levels at 3 Hz of about  $7 \mu\text{V} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$  on the Blue focal plane and  $18 \mu\text{V} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$  on the Red one. Figure 12 shows the spectral noise density extracted from a 3 hours measurement as well as a histogram of noise levels measured at 3 Hz. The spectrum was obtained by coadding spectra of 4-minutes sub-samples to decrease the statistical fluctuations. Moreover 256 spectra from pixels of the same array have been averaged to obtain the final spectrum representative of the whole array.

We distinguish 3 domains in this spectrum: (1) the low frequency region ( $f_{knee} < 0.5$  Hz) concentrates most of the energy and is responsible for signal drifts, (2) the operational regime between 0.5 and 5 Hz which is dominated by photon noise and (3) the white noise filtered by the bolometers electrical time constant ( $\tau \sim 60$  ms). Additional bandpass tests confirmed the 5 Hz value for the electrical bandpass cutoff frequency<sup>§</sup> and revealed a thermometric time constant of 20 ms. These time constants can possibly be lowered by increasing the bias.



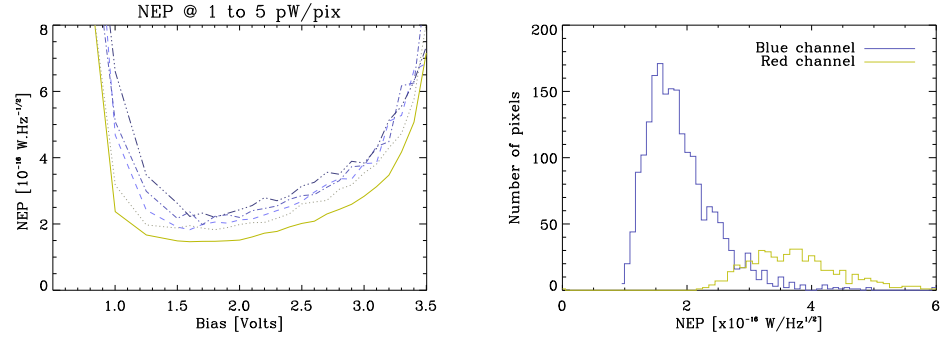
**Figure 12.** Average noise spectrum of 256 pixels from the same array (right). The histogram showing the noise dispersion on the Blue and Red focal planes.

#### 6.4. Sensitivity measurements

In the sub-millimeter regime, the sensitivity is usually expressed as a NEP (Noise Equivalent Power) and is defined as the ratio of the noise level by the responsivity. We adopt this definition and we find an optimal NEP of  $2 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  at  $90 \mu\text{m}$  and  $3.5 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  at  $160 \mu\text{m}$  for a bias of 2 Volts at a background flux of 2 pW/pixel.

<sup>§</sup>The bandpass cutoff frequency is defined as the modulation frequency at which the signal is attenuated by 3 dB.

Again, these results were derived from the data presented in section 6.1. The 3 minutes samples recorded in each configuration were used to compute noise levels at 3 Hz and responsivities were derived from  $\partial \text{Signal} / \partial \text{Flux}$ . Figure 13 presents NEP values for fluxes between 1 and 5 pW/pixel as a function of the applied bias. The optimum NEP is reached for a bias around 2 V independently of the background flux. At low biases the Joule dissipation is small and the bolometers are too cold, resulting in a very high impedance and thus high noise levels. At higher biases, bolometers are heated up by Joule dissipation which decreases significantly the impedance and thus the responsivity.



**Figure 13.** Measured median NEP obtained in static setup (without chopping) for background fluxes of 1 to 5 pW/pixel from bottom to top (left); the corresponding histogram showing the dispersion of NEP on the whole PhFPU for a background of 2 pW/pixel and a bias of 2 V (right).

## 7. CONCLUSION AND FUTURE DEVELOPMENTS

The development of the bolometers for the Herschel/PACS instrument demonstrates that it is now possible to build fairly large ( $> 1000$  pixels) focal planes based on filled arrays. The grid + resonant cavity concept works, the science requirements on the Blue focal plane have been reached and we will improve the performances of the Red focal plane before delivery to the PACS consortium.

The future of this type of bolometers looks very bright. We have already started a number of developments that will make use of these detectors in the sub-mm and millimeter wavelength ranges, opening the possibility of wide field imaging in these spectral domains. The two main axes of development are (1) to redesign the packaging of the arrays to make them 4-side buttable, opening the way for very large focal planes of bolometers, and (2) to adapt the grid + cavity concept for absorption at longer wavelength.

Table 5 lists the different projects in terms of spectral range, size of focal planes, and telescopes.

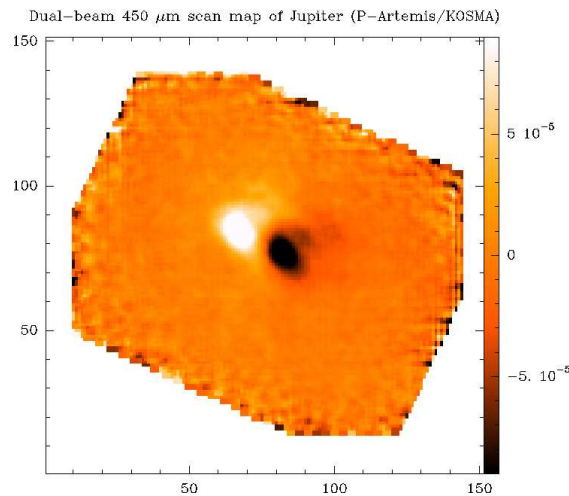
**Table 5.** On-going developments of filled arrays of bolometers.

Name	Spectral range	Focal plane	Telescope	Operational in
P-ARTEMIS	2 channels 200 + 450 $\mu\text{m}$	1 array per channel	KOSMA + Chile	2006
PILOT	2 channels 240 + 550 $\mu\text{m}$	2x2 arrays per channel	balloon	2009
ARTEMIS-1	3 bands 200 – 350 – 450 $\mu\text{m}$	4x4 arrays	APEX	2009
ARTEMIS-2	3 bands 0.85 – 1.2 – 2 mm	4x4 arrays	open (IRAM...)	2010

The adaptation of the bolometers to longer wavelengths is simply a tuning of the depth of the resonant cavity, in order to keep it at a quarter of the wavelength of interest. This tuning can be done in several ways: keeping

the same cavity and putting a dielectric layer with the proper thickness on top of the pixel, inserting a spacer in between the absorbing grid and the reflector to adjust the depth of the cavity, or a mix of these two methods. This adaptation to longer wavelengths is presented in ref. 6, and the ARTEMIS project is presented in greater details in ref. 7.

A first observing run of the P-ARTEMIS camera on the KOSMA telescope occurred in March 2006, which demonstrated that these detectors actually work at longer wavelengths. Figure 14 shows a scanned map of Jupiter taken at  $450\ \mu\text{m}$ .



**Figure 14.** Scanned map of Jupiter at  $450\ \mu\text{m}$ .

## REFERENCES

1. A. D. Turner *et al.*, “Silicon nitride Micromesh Bolometer Array for Submillimeter Astrophysics,” *Applied Optics* **40**, pp. 4921–4932, Oct. 2001.
2. G. L. Pilbratt, “Herschel mission: status and observing opportunities,” in *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes. Proceedings of the SPIE, Volume 5487*, pp. 401–412, J. C. Mather, ed., Oct. 2004.
3. A. Poglitsch *et al.*, “The photodetector array camera and spectrometer (PACS) for the Herschel Space Observatory,” in *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes. Proceedings of the SPIE, Volume 5487*, pp. 425–436, J. C. Mather, ed., Oct. 2004.
4. F. Simoons *et al.*, “Submillimeter bolometers arrays for the PACS/Herschel spectro-photometer,” in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Proceedings of the SPIE, Volume 5498*, pp. 177–186, J. Zmuidzinas, W. S. Holland, and S. Withington, eds., Oct. 2004.
5. P. Hargrave *et al.*, “The 300mK system for Herschel-SPIRE,” in *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, J. Zmuidzinas, W. S. Holland, S. Withington, and W. D. Duncan, eds., 2006.
6. V. Revéret *et al.*, “A study on the use of the PACS bolometer arrays on submillimeter ground-based telescopes,” in *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, J. Zmuidzinas, W. S. Holland, S. Withington, and W. D. Duncan, eds., 2006.
7. M. Talvard *et al.*, “ARTEMIS: filled bolometer arrays for sub-millimeter instrumentation of the next-generation telescopes,” in *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. Proceedings of the SPIE, Volume 6275*, J. Zmuidzinas, W. S. Holland, S. Withington, and W. D. Duncan, eds., 2006.

### A.3 NIM-A

Cet article a été publié dans le journal « Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A ». J'ai présenté ce travail à l'oral lors de la conférence internationale « New Developments in Photodetection » qui a eu lieu à Beaune en 2005.

#### Recent Achievements on the Development of the HERSCHEL/PACS Bolometer arrays

Billot N.<sup>a,\*</sup> Agnès P.<sup>b</sup> Boulade O.<sup>a</sup> Cigna C.<sup>b</sup>  
 Doumayrou E.<sup>a</sup> Horeau B.<sup>a</sup> Lepennec J.<sup>a</sup> Martignac J.<sup>a</sup>  
 Pornin J.-L.<sup>b</sup> Reveret V.<sup>a</sup> Rodriguez L.<sup>a</sup> Sauvage M.<sup>a</sup>  
 Simoens F.<sup>b</sup> Vigroux L.<sup>a,c</sup>

<sup>a</sup>CEA/Saclay/SAP, UMR CEA/CNRS/UP7 Laboratoire AIM, Bat. 709, l'Orme des merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>b</sup>CEA/LETI Grenoble, 17 Avenue des Martyrs, 38054 Grenoble, France

<sup>c</sup>Institut d'Astrophysique de Paris, 75014 Paris, France

---

#### Abstract

A new type of bolometer arrays sensitive in the far Infrared and Submillimeter range has been developed and manufactured by CEA/LETI/SLIR since 1997. These arrays will be integrated in the PACS instrument (Photodetector Array Camera and Spectrometer) of ESA's Herschel Space Observatory (launch date 2007). The main innovations of CEA bolometers are their collective manufacturing technique (production of 3-side buttable 16x16 arrays) and their high mapping efficiency (large format detector and instantaneous Nyquist sampling). The measured NEP is  $2.10^{-16} \text{ W}/\sqrt{Hz}$  and the thermometric passband about  $4 - 5 \text{ Hz}$ . In this article we describe CEA bolometers and present the results obtained during the last test campaign.

*Key words:* Submillimeter astronomy, Filled bolometer arrays, All-Si design, Multiplexed readout, monolithic array, NEP

---

#### 1 Introduction

The Herschel Mission stands as the next great step in FIR and submillimeter astronomy. This huge satellite will hold three scientific instruments (HIFI, SPIRE and PACS (1)) and the largest telescope ever sent in space (3.5m in

---

\* Corresponding author: Tel.: +33 (0)169 089 570; Fax: +33 (0)169 086 577  
 Email address: nbillot@cea.fr (Billot N.).

diameter). It will explore a universe that is unobservable from the ground. The space observatory will carry out large scale surveys of the distant Universe to study galaxy evolution. It will also focus on our own Galaxy to inform us on the composition, chemistry and life-cycle of the interstellar medium. Targets like comets, solar system planets and extra-solar planetary disks are also foreseen. The Herschel satellite is due to launch in 2007 to reach the second Lagrangian point L2 after a 6 months journey. The mission is funded by the European Space Agency and has a nominal duration of 3.5 years. CEA/DAPNIA and CEA/LETI have developed a very sensitive camera made up of more than 2500 micro-bolometers (operating at 300 mK) for use in the PACS photometer (60-210 microns).

During summer 2005, we have run performance measurements at CEA Saclay to qualify the Bolometer Focal Plane (BFP) before delivering it to Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) Garching by the end of the year for integration in the PACS instrument.

Section 2 is an outline of the detector design while section 3 concentrates on the latest results obtained during the qualifying test campaign.

## 2 PACS bolometers

PACS photometer uses a dichroic to split light between two channels dedicated to short- ( $60 - 130\mu m$ ) and long-wavelengths ( $130 - 210\mu m$ ). The two focal planes have the same field of view ( $3.5 \times 1.75$  arcmin) and consist of tiled matrices manufactured by blocks of  $16 \times 16$  pixels and for the first time in bolometers' history, the cold readout electronics circuit (300 mK) includes a 16 to 1 multiplexing function. The detector is based on an all-Silicon technology development that takes advantage of Si micro-machining techniques maturity. Unlike most current submillimetric imagers, CEA bolometers do not use Winston cones as light concentrators but rather a reflecting plate and a quarter-wave cavity to optimise absorption. All these features made it possible to build detectors with a large number of small contiguous pixels. Actually twelve of these pixels fit in the Airy disc of the telescope (pixel width =  $750\mu m = 0.5F\lambda$ ); which is, according to sampling theory, enough to correctly sample the Point Spread Function (PSF) in a single shot (no need for jiggling observing mode). This makes the camera very efficient at mapping large areas of the sky.

The simplest way to describe the PACS bolometers is to divide each pixel in a detection layer which comprises the suspended absorbing grid, the thermometric sensor and the Si interpixel wall on the one hand ; and a readout layer that contains the CMOS multiplexer and the reflecting gold sheet on the other hand. The two layers are hybridised with  $20\mu m$  Indium bumps that ensure electrical and thermal contacts (see figure 1). The bolometer signal is read at

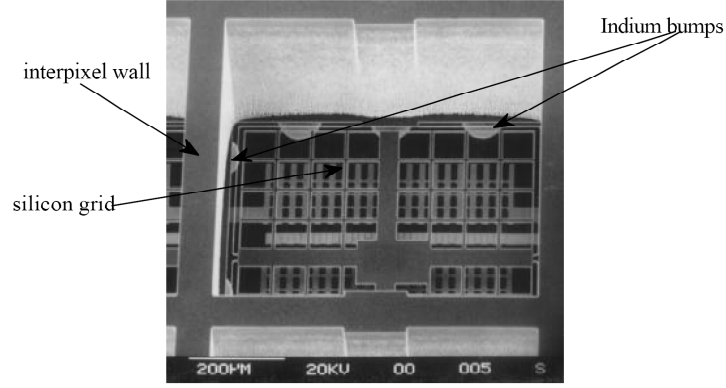


Fig. 1. Microphotography of a single pixel ( $750 \times 750 \mu m$ ).

the middle point of a resistor bridge; one resistor is located in the interpixel wall and held at bath temperature ( $\sim 300\text{mK}$ ) and the other is implanted in a mesa configuration in the middle of the absorber.

**Thermometers** are very high impedance resistors (about  $4\text{G}\Omega$ ) working in the ‘hopping conduction’ regime at  $300\text{mK}$ . Such a high impedance is achieved by ion implantation (100% phosphorus compensated with 50% boron) on a double Silicon-On-Insulator (SOI) substrate. They exhibit an exponential dependence on temperature. Non-ohmic effects are minimised for long linear thermometer geometry.

**EM absorption** takes places at the top of a quarter-wave resonant cavity and reaches nearly 100% efficiency when the absorber (TiN deposited on Si grid) is put where the antinode of the stationary wave is created. The size of the cavity is tuned with the Indium bumps diameter ( $20\mu m$  in this case).

**The cold electronics** is located just below the  $\lambda/4$  cavity reflector to minimise stray capacitances from electronics lines. A CMOS multiplexer (inspired by ISOCAM technology (2)) is also implemented to reduce dissipation at the  $300\text{mK}$  stage and increase the potential number of pixels in the confined focal plane. It offers a 16 to 1 MUX function.

More details on the detector design or on mechanical and thermal issues may be found in (3).

Herschel’s telescope will be passively cooled to  $80\text{K}$  and should have a relatively low emissivity (about 4%). The blackbody emission from the dish will represent most of the flux illuminating the detector and we expect astronomical sources to be a percent or less of the background flux. The requirement on sensitivity (photon noise limited) is  $5\text{mJy}$  ( $5\sigma$ , 1 hour) which is equivalent to a Noise Equivalent Power (NEP) of  $\sim 1.5 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ , depending on efficiency assumptions.

### 3 Performance tests

The experimental setup in Saclay consists in a cryostat, an  $^3\text{He}$  sorption cooler and two regulated blackbodies. The illumination of the detector is usually modulated between the two blackbodies to mimic chopped observations. The background flux is set to 2pW/pixel corresponding to a telescope at 80K. During the last test campaign we quantified the noise level, the responsivity and the thermometric passband. We carried out systematic measurements of these parameters as a function of the bias voltage applied across the resistor bridge for two different background fluxes. All measurements were obtained in the nominal readout mode (differential readout). The signal was sampled at the nominal readout frequency of 40Hz.

**The noise spectral density** exhibits two distinct components: a low-frequency noise spectrum due to electronics and temperature drifts and a white noise spectrum at higher frequencies. The  $1/f$  knee frequency occurs at about 0.1-1 Hz and the noise level measured at 3Hz is about  $9\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

**The responsivity** is measured to be about  $4 \times 10^{10} \text{ V/W}$  with a background flux of 2pW/pixel and a modulation of 0.5 pW (figure 2). Such high responsivities are required to overcome the relatively high noise level due to the cold CMOS held at 300mK.

**The NEP** is actually a figure of sensitivity and is defined as  $\frac{\text{noise}}{\text{responsivity}}$ . We find an optimal NEP of  $2.2 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  for a voltage bias of 2.8V.

**The thermometric passband** is defined as being the modulating frequency at which the signal is attenuated by 3dB. It is a crucial parameter that will constrain the maximum scanning speed of the telescope. The measurements gave a passband of 4-5 Hz.

Since Herschel will be under the influence of ionising particles from the Solar wind, the detector was also tested for irradiation. It received a cumulated dose of 20krad of  $\gamma$ -rays ( $\sim 10$  years in space) and different fluxes of protons (20MeV) and alpha particles (30MeV) without degradation to the performances (upset time  $< 200\text{ms}$ ).

### 4 Prospects

The next step is the PACS calibration campaign that will take place at MPE Garching for 6 months before delivery to ESA in mid-2006. Meanwhile, CEA bolometers are being optimised for longer wavelengths to match atmospheric windows. This way, they could be used on ground telescopes like KOSMA, APEX or IRAIT at Concordia Station in Antarctica (4).

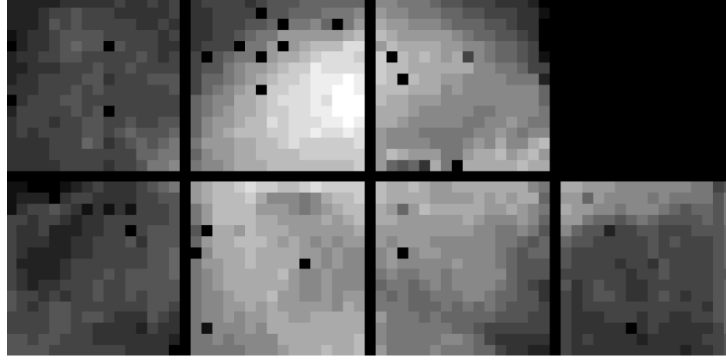


Fig. 2. Responsivity map of the short-wavelength BFP (2pW/pixel background and 500fW modulation). The circular central feature in the map is due to internal reflexions inside the cryostat. Finer measurements will be done at MPE using the two Internal Calibration Sources inside PACS. Dead pixels represent less than 2% of the total number of pixels. The missing array was not functional at the time of the test but has been repaired and is currently being tested.

### References

- [1] Pilbratt, Goran. *Herschel SPACE Observatory mission summary*, Exploiting the ISO Data Archive. Infrared Astronomy in the Internet Age, held in Sigüenza, Spain 24-27 June, 2002. Published as ESA Publications Series, ESA SP-511. European Space Agency, 2003, p.31.
- [2] Cesarsky C. et al *Development of ISOCAM : The camera of the Infrared Space Observatory*, Infrared Spaceborne Remote Sensing. Proceedings of the SPIE, Volume 2019, pp. 36-47 (1993).
- [3] Agnès P. et al *Filled bolometer arrays for Herschel/PACS*, Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. Proceedings of the SPIE, Volume 4855, pp. 108-114 (2003).
- [4] Busso M. et al *The IRAIT Project Infrared Astronomy from Antarctica*, European Astronomical Society Publications Series, Volume 14, 2005, pp.181-186.





## A.4 RADECS 2006

Cet article a été écrit par Benoît Horeau et devrait être publié sous peu dans « IEEE Transactions on Nuclear Science ». Ce travail a été présenté dans un poster lors de la conférence RADECS 2006 qui a eu lieu à Athènes.

> REPLACE THIS LINE WITH YOUR PAPER IDENTIFICATION NUMBER (DOUBLE-CLICK HERE TO EDIT) < 1

# Irradiation tests performed on the Herschel/Pacs bolometer arrays

B. Horeau, A. Claret, L. Rodriguez, N. Billot, O. Boulade, E. Doumayrou, K. Okumura, J. Le Penne

**Abstract**—A new concept of bolometer arrays is used for the imager of PACS, one of the three instruments aboard the future Herschel space observatory. Within the framework of PACS photometer characterization, irradiation tests were performed on a dedicated bolometer array in order to study long-term and short-term radiation effects. The main objective was to study particles impacts on the detectors applicable to future observations in orbit and possible hard and/or soft curing to restore its performances. Cobalt-60 gamma ray irradiations did not show significant degradation, so we mainly focused on single events effects (SEE). Protons and alphas irradiations were then performed at the Van de Graaf tandem accelerator at the *Institut de Physique Nucléaire* (IPN, Orsay, France), respectively at 20 MeV and 30 MeV. Observation showed that the shape of signal perturbations clearly depends on the location of the impacts either on the detector itself or the read-out circuit. Software curing has then to be anticipated in order to deglitch the signal. This test gives also a unique opportunity to measure some parameters of the detector: electrical crosstalk and thermo-electrical time constant. However a detailed bolometer model is necessary to understand the contribution of the thermal response in relation with the electrical response. It will be the second step of our study. Finally the complete radiation evaluation proved that this detector can be used in spatial experiments.

**Index Terms**—bolometer arrays, radiation effects.

## I. INTRODUCTION

THE Herschel Space Observatory is the fourth of the original cornerstone missions in the European Space Agency Horizon 2000 science plan. It will be launched by an Ariane 5 rocket in the course of 2008 and will be injected in an orbit around the Sun-Earth Lagrangian point L2 for an operation time of 3.5 years. Herschel payload consists of three instruments HIFI, SPIRE and PACS devoted to spectroscopic and imaging observations in the 60  $\mu\text{m}$  to 670  $\mu\text{m}$  wavelength range. PACS covers the 60-210  $\mu\text{m}$  range and is both an imaging spectrometer using photo-conducting detectors, and an imager using novel technology bolometers. Herschel will study the star formation regions and also peer into the distant Universe. This will allow the reconstruction of the star formation history of the Universe during the last 10 Gyr. For more detailed descriptions, see Ref.1 for the Herschel mission, and Ref. 2&3 for the PACS instrument.

Within the framework of PACS photometer evaluation we studied the behavior of the bolometer arrays in radiation

environment. We have first observed the radiation effects at long-term and after at short-term. The main objective is to discriminate the future degradations of detector in orbit in order to foresee hard and soft curing to restore the initial performances. We have thus performed the Total Ionizing Dose test (TID) and high-energy particle irradiation test to study the Single Event Effects (SEE).

We then present the radiation effects and particularly the results of the high-energy particle impacts performed on a dedicated bolometer array representative of the flight model PACS imaging camera. After a short description of the bolometer arrays we briefly address the radiation environment during the lifetime of the Herschel mission. We report the results of the TID test and then describe the protons and alphas irradiations measurement performed at the Orsay Tandem accelerator and the SEE observed on this new type of bolometer. We also took advantage of the high-energy particle irradiation to observe the “pulse response” of the detector and determine the thermo-electrical time constant and checked a possible electrical crosstalk. We finally summarize the behavior of the bolometer array under high-energy particle impacts and evaluate possible consequences on the future observations in orbit.

## II. THE BOLOMETER ARRAYS

### A. Bolometer arrays description

The detection principle at work in the PACS bolometer arrays is the resonant absorption of the sub-millimetre electromagnetic radiation. In this mode, an absorption layer matched to vacuum impedance is located above a reflector. In a classical point of view, standing waves generated between incident and reflected radiations allow a theoretical thermal absorption up to 100% for a wavelength equal to four times the distance between reflector and absorber (see Fig. 1). The metal absorber is deposited on a crystalline silicon mesh insulated from a heat sink by four thin silicon rods (2  $\mu\text{m}$  x 5  $\mu\text{m}$  section - 600  $\mu\text{m}$  long). The time constant of the detector is given by the heat capacity of the insulated structure and the thermal conductance of the rods. A semiconductor thermometric structure fitted out on the mesh measures the temperature elevation of the sensitive part.

The PACS bolometer arrays use two silicon chips. One contains the absorbing insulated meshes (the pixels) with thermometers (Reference resistor  $R_{\text{REF}}$  and bolometer resistor  $R_{\text{BOL}}$  from a tenth  $\text{T}\Omega$  to a few  $\text{T}\Omega$  range) and the other contains the reflectors (in gold), the cold CMOS readout electronics and the multiplexing circuit.

Working at a temperature of 300 mK, the Noise Equivalent Power (NEP) of this detector approaches  $2.10^{-16} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ .

Manuscript received October 31, 2006. The authors are with the CEA Saclay, Dapnia/Service d'Astrophysique, Bât. 709 L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France (phone: +33-169084217; fax: +33-169086577; email: bhoreau@cea.fr)

> REPLACE THIS LINE WITH YOUR PAPER IDENTIFICATION NUMBER (DOUBLE-CLICK HERE TO EDIT) < 2

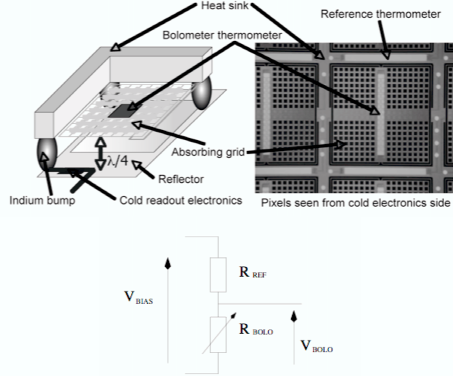


Fig. 1. The structure of the bolometer pixel and the electrical setup of the bolometric bridge for a single pixel

### B. Expected single event effects

When a particle hits the absorbing grid (5  $\mu\text{m}$  thick), a part of its energy is deposited. The grid is rapidly thermalized by phonons running on the entire structure. Subsequently the heat starts to flow to the cold sink through the four microscopic beams attached to the inter-pixel walls. The time constant of the detectors is then determined by the heat capacity of the grid compared to the thermal conductance of the suspension rods. As the collision brings energy to the detector, its temperature increases and its resistance ( $R_{\text{BOLO}}$ ) decreases. As the output signal of the electric chain is the opposite of the middle point voltage we thus shall get negative glitches with a rapid rise time and a slow decay.

If the particle hits the inter-pixel wall (400  $\mu\text{m}$  thick) the energy deposition is higher but the temperature elevation is smaller due to a larger heat capacity (bulkier material) warming up the detector heat sink for a short time and then lowering the resistance of the reference thermometer and moving the voltage of the bridge downwards. We shall get short positive glitches with smaller amplitude than the negative glitches.

When the particle hits the readout silicon level, the ionization phenomenon can affect for a long time the output level and gain.

### C. Space environment

The spatial environment encountered by Herschel during operations will consist of protons (~80%), alphas (~14%) and heavy ions (~4-5%) from galactic cosmic ray, solar events and solar wind plasmas. The shield around PACS can be represented by an 11 mm thick Aluminum sphere (Ref. 4), which corresponds to 3  $\text{g}/\text{cm}^2$  of Aluminum. Only proton and alpha with energy greater than 90 MeV and 200 MeV respectively can go through the shield. Considering the cosmic particle spectra as derived by OMERE software (Ref. 5) at L2, we expect that 0.29 particles/ $\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr}$  on the PACS detectors (0.27 particles/ $\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr}$  coming from protons, and 0.02 particles/ $\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr}$  coming from alphas). If we note  $\Psi$  this incoming particle flux (in particles/ $\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr}$ ), the incident flux passing through the surface element  $dS$  is given by  $\Psi \times \pi \times dS$ .

The incoming flux passing through all faces of the detector is then  $\Psi \times \pi \times 2(AB+AC+BC)$  with A and B the length (1.2 cm long) and C the height (0.04 cm high) of the bolometer array. This leads to the expected rate of 3 particles/s for a single module, which represents the contribution of primary particles. Primary particles passing through the surrounding materials also produce about 50%-80% of additional events (Ref. 6) either by nuclear reactions or gamma-ray emissions. We then expect roughly 5 particles/s on each individual PACS module.

## III. IRRADIATIONS TEST

### A. TID test

Considering the radiation environment during the mission a TID test was performed using a Cobalt-60 gamma ray source on a dedicated qualification model bolometer array. The purpose was to observe any damage due to protons and electrons after an irradiation level equivalent to the expected cumulated ionizing dose at the end of the mission (radiation specification of 10 krad). The TID test was first performed at high dose rate (~5 krad. $\text{h}^{-1}$ ) up to an equivalent dose of 20 krad. Strong temporary degradations were observed in gain and response. Considering this rate is not representative, TID was then performed at low dose rate (~44 rad. $\text{h}^{-1}$ ) up to a dose of 11 krad. No significant degradation, either in thresholds or gains of the bolometer array has been observed. Hard curing is thus not necessary in orbit. This detector has essentially a thermal behavior and radiation perturbations are mainly expected with high-energy particles.

### B. High-energy particle irradiation test

#### 1) Accelerator and detector configuration

The particle beams diffused on a gold foil (100 or 1000 nm thick) to get at the detector location a flux at least comparable to the expected space flux (particle current of a few nA).

The temperature of the detectors is maintained below 300 mK by a double stage 3He/4He cryocooler. Detector response can be measured during irradiations due to a modulated source inside cryostat. A conic shield in front of the bolometer array prevents stray light to reach the detectors. All measurements were done with the blackbody source at 23 K achieving ~2 pW/pixel at a frame rate of 40 Hz. Two kinds of acquisitions were obtained one with chopper on, to evaluate the evolution of response of the pixels, the others without chopping to record and visually analyze the particles impacts.

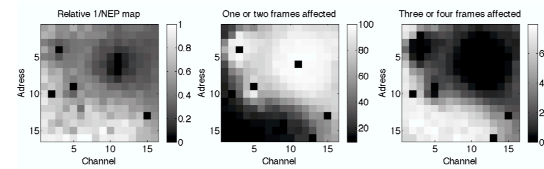


Fig. 2. On the left hand side, the inverse of the NEP (Noise/Response) map. On the centre the spatial distribution for 1 and 2 frames affected. On the right hand side, the spatial distribution for 3 and 4 frames affected (% of all glitches selected during proton irradiation). The number of frame includes the decrease and the decay of the glitch.

&gt; REPLACE THIS LINE WITH YOUR PAPER IDENTIFICATION NUMBER (DOUBLE-CLICK HERE TO EDIT) &lt;

3

### 2) Detector characteristics

The bolometer array is representative of the flight model photometer. On the left hand side on figure 2 is shown the inverse of the relative NEP (noise/response) map. The most sensitive pixels are then closed to 1. We observe disparity between pixels and particularly a lower sensitive area around the pixel (12,6) and few pixels are not functional.

### 3) Beam settings and glitch analysis

We consider a glitch due to the passage of one particle when the amplitude of one spike varies over  $\pm 5$  sigma from the median of the irradiation sequence (without chopping mode). The spikes can be positives or negatives and the passage of the particle can affect few frames essentially due to thermal effect. Considering one glitch (one or few frames affected) as one particle, protons fluency measurement gives  $\sim 3$  particle/sec/pixel ( $i_{\text{beam}} \sim 6\text{nA}$  and target thickness  $\sim 100\text{nm}$ ) and  $\sim 0.15$  particle/sec/pixel for the alphas ( $i_{\text{beam}} \sim 20\text{nA}$  and target thickness  $\sim 1000\text{nm}$ ). Nevertheless we observe a strong dispersion of the protons fluency with the expected value calculated from the Rutherford formula. We also observe a shadow due to the conic shield located in front of the detector; let's see the number of particles selected for the first pixels closed to 0. Figure 6 shows the number of particle/sec/pixel for proton (6nA) and alpha (20nA) irradiations. The higher level of noise explains the deficit of number of particle selected for the pixels from channels 14 to 16.

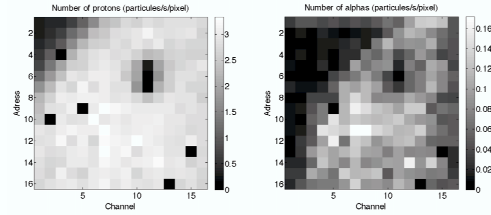


Fig. 3. Number of particle per seconds per pixel selected on the bolometer array for protons ( $i \sim 6\text{nA}$  with  $100\text{nm}$  thick gold) and alphas ( $i \sim 20\text{nA}$  with  $1000\text{nm}$  thick gold) irradiations. The black pixels are considered as dead pixels expect on top and left due to the absorption of the ions by the conic shield.

## IV. SINGLE EVENT OBSERVED

The main effects were negative glitches, positive glitches and DC level shifts. Figure 4 shows two zooms of proton irradiation sequence (one pixel) and a zoom of a typical negative glitch from alpha particle from the most sensitive region (address 12 to 16 to channel 1 to 10).

### A. The negative glitches

Most of the perturbations were negative glitches due to the passage of ions through the mesh grid ( $5\mu\text{m}$  thick, see on Fig. 1). The effect is mainly thermal. We observe a steep decrease (mainly one frame) and an exponential decay. The ions overheat locally the bolometer structure and the pixel (bolometer thermometer) then read the thermal perturbations. The relaxation is obtained by the link to the heat sink at the temperature of  $300\text{mK}$ . We then analyze for proton and alpha irradiations the number of frame affected by the passage of one particle. We then select the glitches where 1, 2, 3, 4 and more frames are affected. Figure 2 shows the spatial

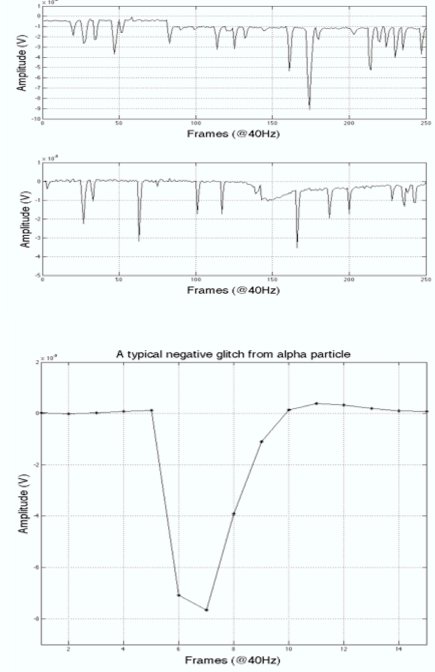


Fig. 4. On top two zooms from proton irradiation sequence with negative glitches and DC level shifts. On bottom a typical glitch from alpha particle with a steep decrease and a slow decay (glitch 4 frames long).

distributions when 1 and 2 frames are affected and 3 and more frames are affected. This number of frame includes the decrease and the decay of the glitch. Both cases clearly show a spatial correlation between the ions signature (number of frame affected) and the NEP map. Two effects take place in the selection: the response and the noise of the bolometer. We expect that the more sensitive the pixel the greater the amplitude of the glitch. The length of the glitch also depends on the level of noise what explains the correlation between the NEP and the length of the glitch.

If we consider the most sensitive pixels with glitches 4 frames long (see Fig.6) we measure a mean amplitude of  $\sim 2.7\text{mV}$  and  $\sim 6.2\text{mV}$  respectively for the protons and the alphas. We find a factor  $\sim 2.2$  whereas the energy deposit should be a factor of  $\sim 10$  (measured in  $5\mu\text{m}$  thick Silicon with SRIM2003, see Ref. 7).

For the less sensitive pixel (around the pixel (11,6)) the glitches are very rapid (one frame only) with amplitudes of few mV. We also notice overshoot for the heaviest particle but a detailed bolometer model is necessary to go further into the analysis.

Chopping mode acquisitions were also performed with an optical modulation ( $\sim 23\text{K}$ ) at  $0.7\text{Hz}$ . The difference between a reference acquisition (no irradiation) and an irradiated acquisition doesn't show variation, which means no gain variation.

### B. The DC level shifts

The DC level shifts (see proton sequence zoom on Fig. 4)

&gt; REPLACE THIS LINE WITH YOUR PAPER IDENTIFICATION NUMBER (DOUBLE-CLICK HERE TO EDIT) &lt;

4

can be explained by the passage of the particle through the MOS electronics located just below the detector circuit. The shifts can be positives or negatives. This is a rare event (only observed with high flux of protons) that affects the baseline of few mV for a long time (several tens of seconds). Concerning the positive shifts, the mean amplitude is 1.6mV ( $\pm 0.59$ mV) from the median.

### C. The positive glitches

We observe as well rapid positives glitches (one frame affected only) due to the ions interactions with the inter-pixel wall. The heat sink heating can then affect several contiguous pixels mostly observed with alphas ( $\sim 2.3$  pixels on average for an alpha particle). Indeed the alpha ion (at 30MeV) is almost totally absorbed in the inter-pixel wall 400 $\mu$ m thick. We then select contiguous pixels (around the maximum amplitude value) “reached” by one particle at the same time. Figure 5 shows a bolometer array image with 7 impacts (at different time). That shows different shapes of pixels affected.

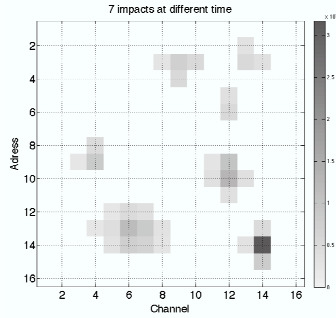


Fig. 5. An image of the bolometer array with 7 alpha impacts at different time. The amplitude is in Volts.

## V. INTERPRETATION AND RESULTS

First conclusion is that the bolometer signal is not significantly affected. Particles affect only few frames and the perturbations can then be removed by a standard deglitching method. There is also not effect on the gain of the detector. High-energy particle irradiation can be particularly relevant to observe electrical crosstalk. Given the probability to have two particles at the same time in the entire matrix, there is no evidence that particle hits affect several contiguous pixels. We can also deduce from the amplitude vs. time diagram the time constant of the detector despite a low sampling rate. Although the heat capacity and thermal conductance are very dependant on the temperature, a mean time constant can be deduced from these measurements. Figure 6 shows these diagrams for protons and alphas for the most sensitive pixels (address 12 to 16 to channel 1 to 10) and the glitches 4 frames long. We note that the higher the amplitude, the higher the bandwidth. If we consider  $\tau \sim 24$ ms we then obtain a typical bandwidth of  $B = 1/(2\tau) \sim 6$ Hz. The thermo-electrical bandwidth is equivalent to the optical bandwidth measured during flight model calibration (see Ref. 3).

## VI. CONCLUSIONS

Concerning the total ionizing dose, the PACS bolometer

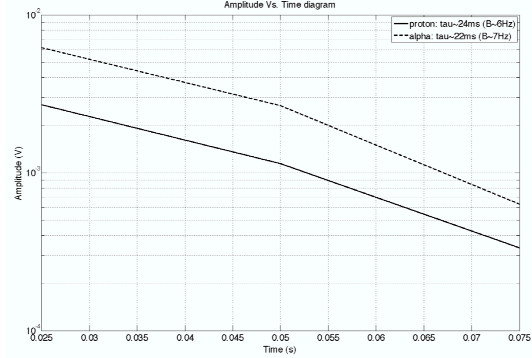


Fig. 6. Amplitude vs. time diagram for the most sensitive pixels (address 12 to 16 to channel 1 to 10) and glitches 4 frames long.  $B$  is the thermo-electrical bandwidth and  $\tau$  the time constant deduced from the diagram.

arrays can withstand the spatial environment at L2 without hard curing. We then used proton and alpha beams in order to observe the signal perturbations of high-energy particle impacts. The main SEE's are positive glitches (due to inter-pixel wall hits) and negative glitches (due to absorbing grid hits). We did not observe any gain variations and any electric crosstalk. Only inter-pixel wall impacts can affect few pixels. In both cases SEE doesn't affect in a significant way and deglitching method can be easily implemented to remove the perturbations during the observations in orbit. We also determined the thermo-electrical bandwidth ( $\sim 6$ Hz) that is the same order of magnitude of optical bandwidth. However a detailed bolometer model is necessary to understand the contribution of the thermal response in relation with the electrical response. It will be the second step of our study.

## ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to thank the team at IPN and Bernard Rattoni from CEA/DIMRI/SIAR for their help during the irradiation tests.

## REFERENCES

- [1] G. L. Pilbratt, “Herschel mission: status and observing opportunities”, in *Space Telescopes and Instrumentation 1: Optical, Infrared, and Millimeter*, Proceedings of SPIE 2006, Volume 6265
- [2] A. Poglitsch et al., “The photodetector array camera and spectrometer (PACS) for the Herschel Space Observatory”, in *Space Telescopes and Instrumentation 1: Optical, Infrared, and Millimeter*, Proceedings of SPIE 2006, Volume 6265.
- [3] N. Billot, et al., “The Herschel/PACS 2560 bolometer imaging camera”, in *Space Telescopes and Instrumentation 1: Optical, Infrared, and Millimeter*, Proceedings of SPIE 2006, Volume 6265.
- [4] C. Bongardo et al., “Simulations of galactic cosmic rays impacts on the HERSCHEL/PACS bolometer arrays with Geant4 code”, *Has to be published..*
- [5] P.F. Peyrard, T. Beutier, O. Serres, C. Chatry, R. Ecoffet, G. Rolland, D. Boscher, S. Bourdarie, C. Inguibert, P. Calvel, R. Mangeret, “OMERE - A Toolkit for Space Environment”, in 2003 Proc. RADECS Conf., September 2003, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands.
- [6] A. Claret, H. Dzitko and J.J. Engelmann, “Transient particle effects on the ISOCAM instrument on-board the Infrared Space Observatory”, IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 46, no. 6, pp. 1511-1518, Dec 1999.
- [7] <http://scrim.org/>

## A.5 Rapport sur les bandes passantes

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAP-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 1	

### Review on PACS bolometers time constant

Nicolas Billot, Koryo Okumura and Marc Sauvage

#### Résumé

The present document is an action to communicate the latest results concerning the bandpass measurements of the Herschel/PACS photometer. It deals with the effect of time constant on the scan observing mode which will probably be the most used observing mode of Herschel. We first explain the basics of bolometers functioning to introduce the time constant issue. Then we present the test procedure for measuring the bandpass and show how we extracted the time constants from the data. In the second part we simulate the scan of a point source to evaluate the distortion of the PSF as a function of the scan speed. We also consider the effect of on-board averaging on the PSF. We conclude that there probably should be two settings for the scanning mode in the AOT. This paper should be particularly helpful for PACS simulator developers as well as astrophysicists that wish to prepare observations using high scan speeds.

## 1 Introduction

One must consider that bolometers are very sensitive electro-thermodynamical systems. They are made up of three major components : an absorber, a thermometric sensor and a heat sink. Their operating point is defined as the energy balance between (1)the absorbed electromagnetic radiation, (2)the energy dissipated by the thermometric sensor (usually a resistor) and (3)the heat evacuated to the thermal bath [1].

PACS bolometers are designed to be photon noise limited. The high sensitivity is achieved by minimising the mass of the pixel and by lowering the temperature to 300mK. The silicon absorbing grid weights in fact  $2 \times 10^{-6} g$ . Figure 1 shows an individual pixel architecture but you may read [2] for more details on PACS bolometers. In spite of this relatively low mass, the bolometers exhibit a certain thermal inertia ; temperature changes between two equilibrium states are not instantaneous but take some time to stabilise (see section 2). In fact a bolometer acts as a thermo-optical low-pass filter with a time constant  $\tau_t = R_t C_t$ , where  $R_t$  is the inverse of the thermal conductivity and  $C_t$  is the heat capacity of the material [3].

Moreover, each pixel exhibit an electrical time constant. Most ground based bolometric detectors have thermometers with impedance of a few  $M\Omega$  but PACS bolometers have thermometers a thousand times more impendant ! Which gives a maximum responsivity of  $6 \times 10^{10} V/W$  but

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 2	

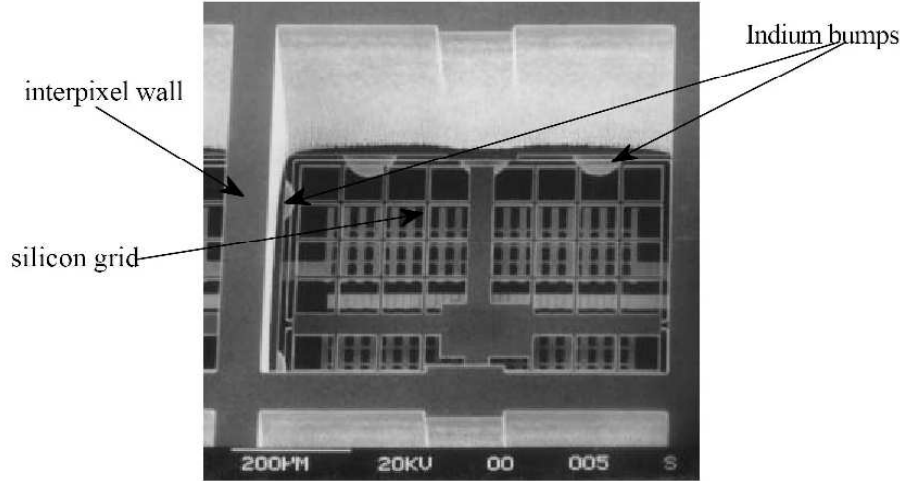


FIG. 1 – Micro-photography of an individual pixel. The suspended Silicon grid ( $640 \times 640 \times 5 \mu\text{m}$ ) is the absorber. The interpixel wall is held at  $300 \text{ mK}$  and acts as the heat sink. In the centre of the pixel is implanted a high impedance resistor. The Indium bumps are used as thermal and electrical contacts between the readout layer and the detection layer.

the side effect is that the few  $G\Omega$  thermistors combined with the very small stray capacitances also act as a low-pass RC filter and slow down the electronics. Let's call this time constant  $\tau_e = R_e C_e$  where  $R_e$  is the impedance of the thermometer and  $C_e$  is the stray capacitance of the readout circuit. Both these low-pass filters exhibit exponential temporal responses[3].

The purpose of this paper is to understand and quantify the time constant effects on the different observing modes of PACS photometer. This should help observers define their observing strategies for the soon-to-come call for proposal. PACS simulator developers should also benefit from this study and implement the low-pass filters newly extracted from laboratory data.

Now, PACS sensitivity specifications being  $5 \text{ mJy}$  ( $5\sigma, 1h$ ), extragalactic observations will require long integrations and slow scan drifts<sup>1</sup> of the telescope and/or of the chopping mirror, typically few tenth of arcsec/sec, to reach a reasonable Signal-to-Noise Ratio (SNR hereafter). Such slow scans should not corrupt the images. However, mapping large and very bright regions in the ISM will require fast scans that might alter the observations. In that case the thermal and electrical low-pass filters would produce a blurred image caused by the spreading and shifting of the PSF in the direction of the scan. This document will mainly deal with time constant effects on the scan observing mode.

The next section shows how we extracted the low-pass filters from measurements on the Flight Model (FM) detectors and gives the latest results concerning the bandpass dependence on

<sup>1</sup>an alternative solution would be to drift the telescope at a moderate scan speed and re-scan the same region with a different angle to ensure a better modulation of the signal.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 3	

background flux variations. Then we simulate the effect of the scan speed on the shape of the PSF for an infinitely small pixel. We evaluate the contrast, spreading and shifting of the filtered PSF. We also look at the degrading effect of on-board averaging and propose a different option.

## 2 Low-pass filters determination

### 2.1 Bandpass measurements

The experimental setup available in Saclay to test the bolometers is rather simple, it consists of a cryostat in which we find the Bolometer Focal Plane (BFP), a cryogenic stepping motor<sup>2</sup> that drives the chopper and two black bodies (BB); one fixed above the BFP and the other attached on the chopper. We usually modulate the signal between two different fluxes emitted by the two BB at different temperatures, the chopper moving in between the BFP and the other BB. This modulation is necessary to get rid of detector offset drifts. The time constant manifests itself when the chopper runs too fast as shown in figure 2.

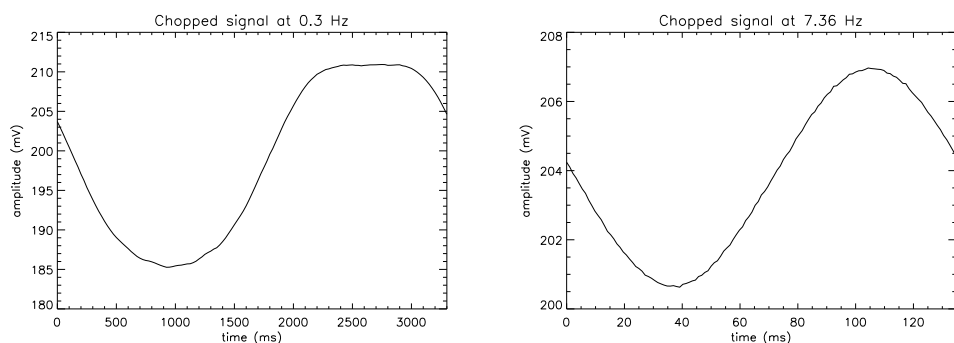


FIG. 2 – Modulated signal for two chopper frequencies. On the left hand graph (0.3Hz) the bolometer has enough time to react to the slow flux changes, we see the chopper plateau which is flatter than the other BB. On the right hand graph (7.36Hz) the signal is smaller and does not have time to reach the BB plateaus.

At low frequencies, the bolometer temperature can follow and react to the incoming flux changes and we actually measure what falls on the detector. At higher frequencies however, the time required for the bolometers to stabilise their temperature is longer than the modulation period and the output signal gets squeezed and distorted.

We define the bolometers *bandpass cut off frequency* as being the modulation frequency at which the signal is attenuated by 3dB. This frequency is used to quantify the response time of the detector. The bandpass is not to be mistaken with the time constant  $\tau$  defined in the previous section. Figure 3 shows the latest bandpass measurements obtained with BOLC<sup>3</sup> on the blue

<sup>2</sup>Working at 2K

<sup>3</sup>BOLC : PACS photometer warm electronics on-board Herschel



<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 4	

focal plane (short-wavelength array) for a modulation of 500fW/pixel and a background flux of 3pW/pixel.

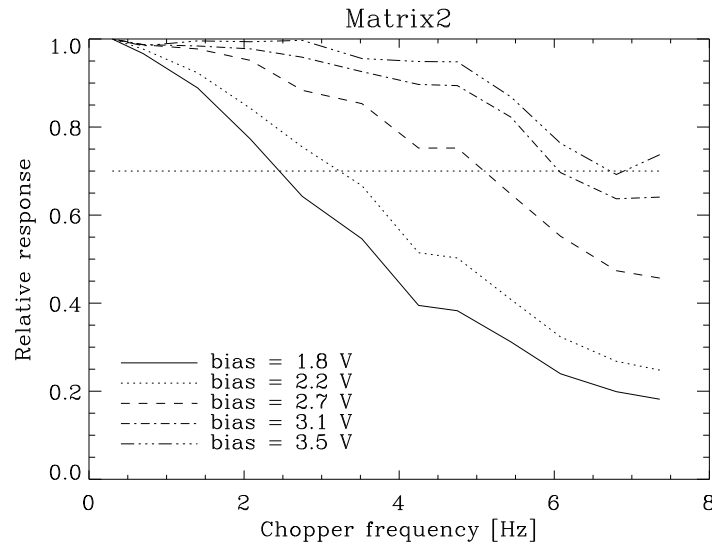


FIG. 3 – Bandpass measurements for a background flux of 3pW/pixel and a modulation of 500fW/pixel obtained with BOLC on the blue focal plane. Each curve gives the relative amplitude of the signal as a function of the modulation frequency for 5 different bias voltages applied across the bolometer. The horizontal dotted-line represents an attenuation of 3dB ( $\sim 0.7$ ).

We have measured the bandpass for different sets of polarisations applied to the bolometers<sup>4</sup>. The higher the voltage biases, the higher the energy dissipated in the pixels ( $P = U \times I$ ). The heat produced in the thermometers changes the impedance of the resistors and the properties of the absorbing material. Therefore the bandpass is highly dependent on the tuning of a set of voltages, each set being later called biases. With respect to Astronomical Observing Templates (AOT) considerations, it is now important to differentiate between two cases. Either we set the bias voltage to 2.7V (*Bias1* hereafter) which gives an optimal sensitivity (or Noise Equivalent Power) but a moderate bandpass or we set the bias to 3.5V (*Bias2*) to obtain a higher bandpass but a degraded sensitivity. From now on, we will present simulation results for each of those biases so as to evaluate the benefit of a higher bandpass on the scan mode.

Note however that bandpass measurements at high frequencies (above  $\sim 5Hz$ ) are certainly overestimated due to a heat up of the BFP by the chopper driving motor. Section 4 gives more details on that point.

<sup>4</sup>sets of polarisations means voltages applied across the bolometric bridge (voltage divider configuration) and voltages applied to the readout electronics

<b>PACS</b> Herschel	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
	page 5

## 2.2 Trial filters

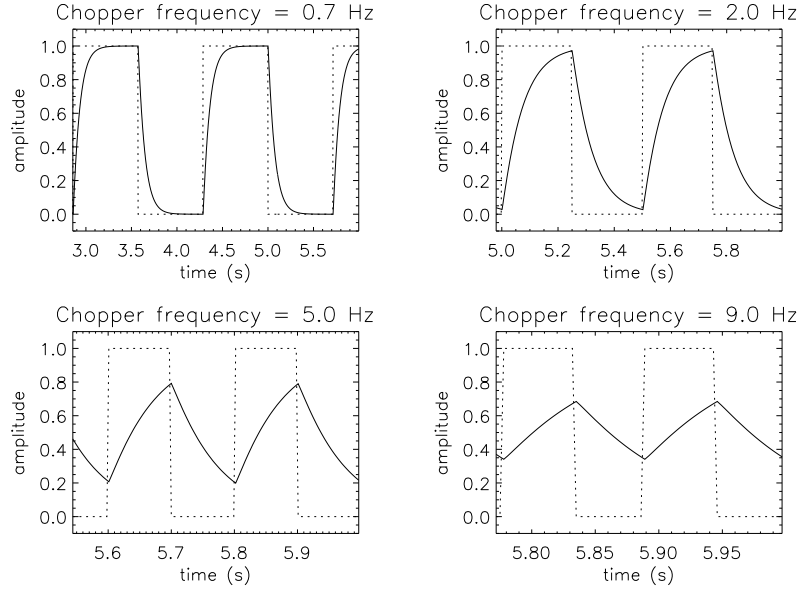


FIG. 4 – The four plots show the simulated signal of the bolometer to a square wave for different modulation frequencies. Here the trial filter is of the form  $e^{-t/\tau}$  with  $\tau = 1/15$ . The amplitude decreases with the chopping frequency.

We now concentrate on how to simulate the time constant effect to reproduce the curves obtained in the lab with real bolometers, i.e. fig. 3. This involves convolutions and trial filters. First we generate a square wave<sup>5</sup> that represents the temporal evolution of the flux falling on the bolometer. This signal is then convolved with a trial filter and we finally plot the amplitude of the modulated signal as a function of the square wave frequency. This simulation virtually reproduces what actually happens in the cryostat. Figure 4 gives examples of convolved signals for four chopping frequencies. We expect the bandpass filter to be exponential of the form  $f(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}$  but we also tried filters such as Gaussian,  $x^\beta e^{-t/\tau}$ , etc...

The best candidate that reproduces the lab measurements is a double, or successive, convolution of the square signal by an exponential filter. For a bias voltage giving an optimal NEP, *Bias1*, we find the first convolution filter with a time constant  $\tau_{e1} = 58.8\text{ms}$  and the second  $\tau_{t1} = 20\text{ms}$ ; and for a bias voltage giving the maximal bandpass, *Bias2*, we find  $\tau_{e2} = 38.4\text{ms}$  and  $\tau_{t2} = 10\text{ms}$ .  $\tau_e$  and  $\tau_t$  represents respectively the electrical and thermal time constants as defined in section 1.

<sup>5</sup>an asymmetric modulation changes slightly the results, see section 4 for more details.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 6	

In short :

$$f(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{with} \quad \begin{cases} \tau_e = 58.8 \text{ ms} & \text{and} & \tau_t = 20 \text{ ms} & \text{for } Bias1 \\ \tau_e = 38.4 \text{ ms} & \text{and} & \tau_t = 10 \text{ ms} & \text{for } Bias2 \end{cases}$$

### 2.3 Bandpass and background flux

It is now important to look into the effect of the background flux on the time constants. Indeed, different sources and/or temperature gradients on the primary mirror may lead to different background fluxes on the detector; consequently the equilibrium temperature of the bolometers could evolve and their performances might change accordingly.

The Herschel telescope will be passively cooled at about 80K; its temperature is expected to be very stable. Assuming a grey body spectrum with an emissivity of 4%, the background flux falling on the focal plane should be about 2-3pW/pixel<sup>6</sup>. Extragalactic targets are very faint objects in the submillimeter regime, their fluxes will represent a few thousandths of the telescope emission so that the total flux will basically be the background flux. However, HII regions or young stars embedded in molecular clouds can be very bright in the Galaxy and eventually overcome the background flux from the primary mirror.

We carried out bandpass measurements<sup>7</sup> for different biases and different fluxes around 3pW/pixel to evaluate their influence on the time constants. Figure 5 gives an overview of the results for *Bias1* which gives the optimal sensitivity. First note that all histograms are centred at about 4.5Hz despite a factor 5 in flux changes which means that the bandpass does not depend strongly on flux variations. Next there seem to be two populations of pixels, some at 3.5Hz the others around 5Hz; it is probably due to impedance dispersion from pixel to pixel. Note also that the higher the flux the fewer the number of pixels in the first population. It seems 'slow pixels' move toward 5Hz when the flux increases; however the 'fast pixel' population keeps its bandpass frequency at 5Hz. Since the BFP as a whole gain very little in bandpass we shall conclude that at first order *the bandpass frequency is not dependent on the background flux*. Fig. 9 and 10 in the appendices show the same bandpass measurements for different biases. The lower bias at 1.8V, say *Bias0*, offers a poor sensitivity and a small bandpass of 2Hz; and the higher bias at 3.5V, *Bias2*, presents a better sensitivity and a higher bandpass at about 6Hz. In both cases we reach the same conclusions on the background flux dependence<sup>8</sup>.

In short :

The bandpass frequency is not too sensitive to flux variations but varies significantly with voltage settings.  
*Bandpass are measured at 4-5 Hz for Bias1 and 6 Hz for Bias2.*

<sup>6</sup>depending on wavelength and efficiency assumptions.

<sup>7</sup>as described in section 2.1

<sup>8</sup>We should mention however that the responsivity, or gain, of the bolometers depend on background flux.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
	page 7

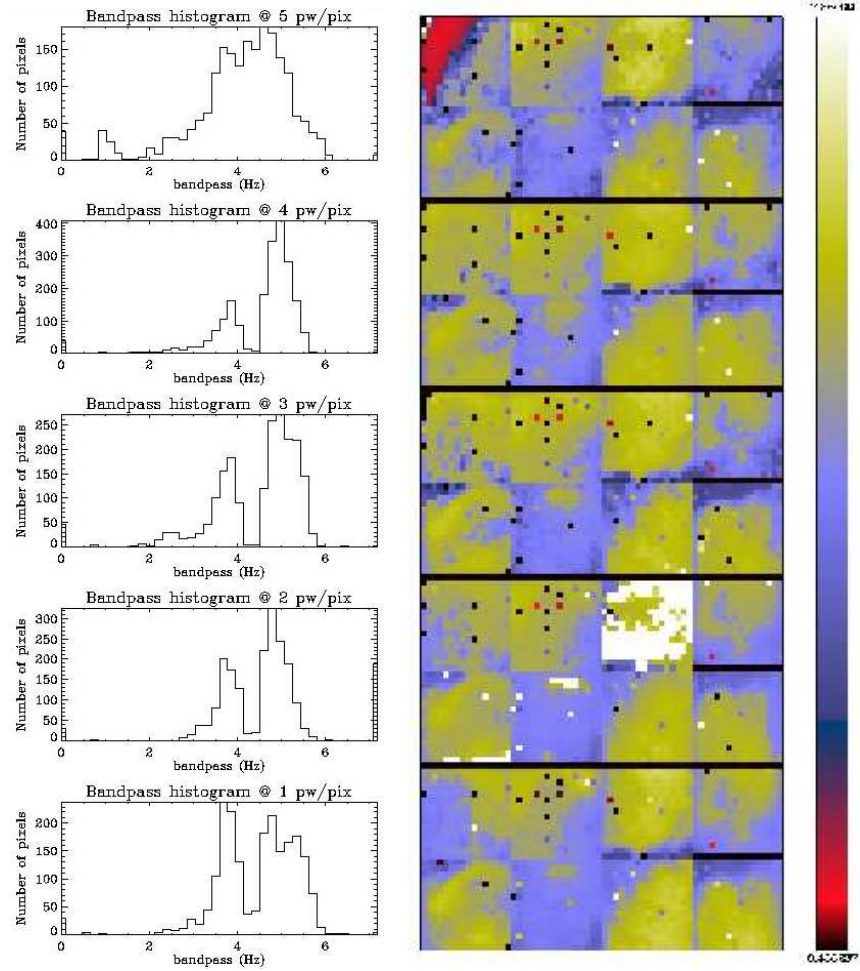


FIG. 5 – Results of bandpass measurements for a bias voltage of 2.7V, *Bias1*. Bandpass frequency histograms on the left and maps on the right for 5 background fluxes from 1 to 5pW/pixel (see text for comments).

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 8	

### 3 Which PSF ?

So far we have derived the shape of the bandpass filter and we got indication that the time constant does not depend too much on the background flux. We shall now use these information to simulate the effect of the time constants on the PSF of the telescope as a function of the scan speed.

#### 3.1 Infinitely small pixel

The general idea of this piece of work is to simulate a scan of a point source and generate the corresponding timeline for an infinitely small pixel exhibiting a given time constant, the one derived from lab measurements. The choice for an infinitely small pixel in the focal plane was made for simplicity and clarity. The code is rather simple and proceeds as follow :

- Creation of a PSF using a Bessel function of the first kind for the primary mirror (Ø3.33m)
- Motion of the telescope to create a timeline of an infinitely small pixel at the centre of the focal plane, i.e. transform the spatial signal into a temporal one by multiplying the x-axis in arcseconds by the scan speed
- Creation of a low-pass filter that does not depend on the intensity of the signal to be convolved
- Successive convolutions of the timeline by the two bandpass filters
- Sampling of the signal at the nominal frequency of 40Hz
- Determination of the different parameters (contrast, FWHM ratios and shift of the signal maximum)
- visualisation of the unaltered and filtered PSF

Figure 6 and 7 shows the simulated filtered PSF for different scan speeds and for the two sets of biases.

These plots give a taste of what the PSF will look like for fast scans. The successive convolutions by a time constant result in a broadening, weakening and shifting of the PSF in the scan direction<sup>9</sup>. While the shifting might lead to minor astrometric errors, the broadening seems the limiting factor for imaging a given region. Indeed an overlarge PSF would cut off high spatial frequencies of the scene and leave a blurry image. The memory effect is in fact responsible for this loss of information or blurring. Observers could now concentrate on PSF width requirements (i.e. scan speed) and evaluate the damage caused by this blurring on the information contained in a given image.

Table 1 gives the results obtained for the different simulations and table 2 in the appendices provides more detailed results for scan speeds up to 30 arcsec/sec. In these tables, we give the parameters defined as follow :

$$Contrast = \frac{Maximum\ PSF}{Maximum\ filtered\ PSF}$$

$$FWHM\ ratios = \frac{FWHM\ PSF}{FWHM\ filtered\ PSF}$$

<sup>9</sup>The PSF is unaltered in the direction perpendicular to the scan.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
	page 9

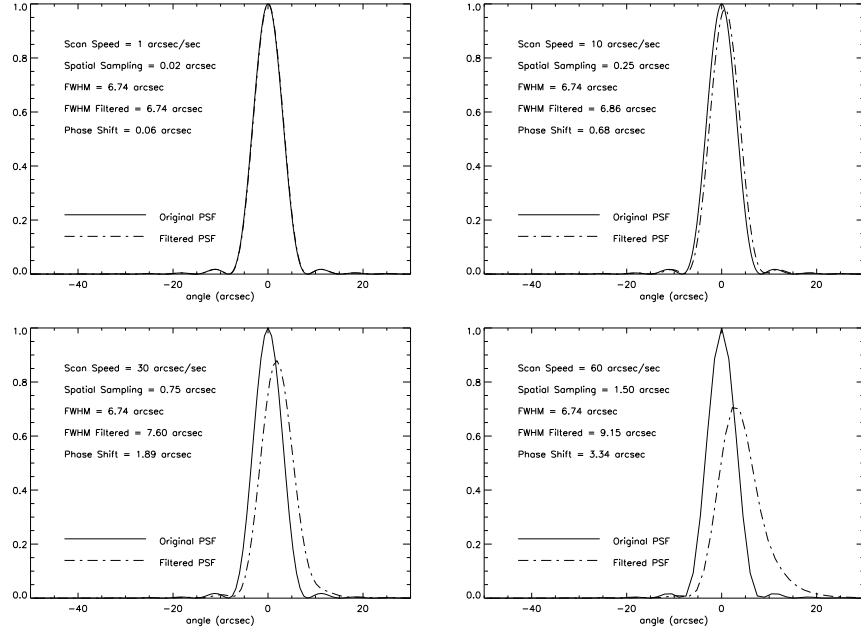


FIG. 6 – Plain line PSF represents the PSF 'on the sky' and the dot-dashed line corresponds to the filtered PSF for the optimum NEP bias, *Bias1*, at 1, 10, 30 and 60 arcsec/sec scan speeds.

Maximum and FWHM are derived by fitting a gaussian<sup>10</sup> to both PSFs. The shifts are expressed in arcseconds. For example a scan at 30 arcsec/sec generates a PSF with a FWHM 7% larger than an unaltered PSF and shifted by almost half a pixel (in the favourable case of *Bias2*).

Note that biasing the bolometers with higher voltages increases the bandpass and gives better results at a given scan speed. We are considering the implementation in the AOT of a special setting for fast scans using the sets of voltages *Bias2*. However at low scan speed, both settings give a similar result except for a loss in sensitivity for *Bias2* of a factor 2. Molecular clouds being very bright in the submillimetre, the sensitivity would be less of an issue.

### 3.2 On-Board compression

PACS photometer is the first FIR/submillimetric camera that uses a multiplexed readout. It allows a large number of pixels in the confined focal plane of the instrument, there are 2048 pixels for the short-wavelength BFP (60 – 130  $\mu m$ ) and 512 for the long-wavelength (130 – 210  $\mu m$ ). The nominal sampling frequency being 40 Hz, the amount of information to downlink to the ground station is far too big for the actual telemetry bandpass. In fact the signal needs to

<sup>10</sup>despite PSF asymmetry issues the gaussian fits are necessary to derive FWHMs and maxima for undersampled PSFs, e.g. fig8 and on-board averaging.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAP-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 10	

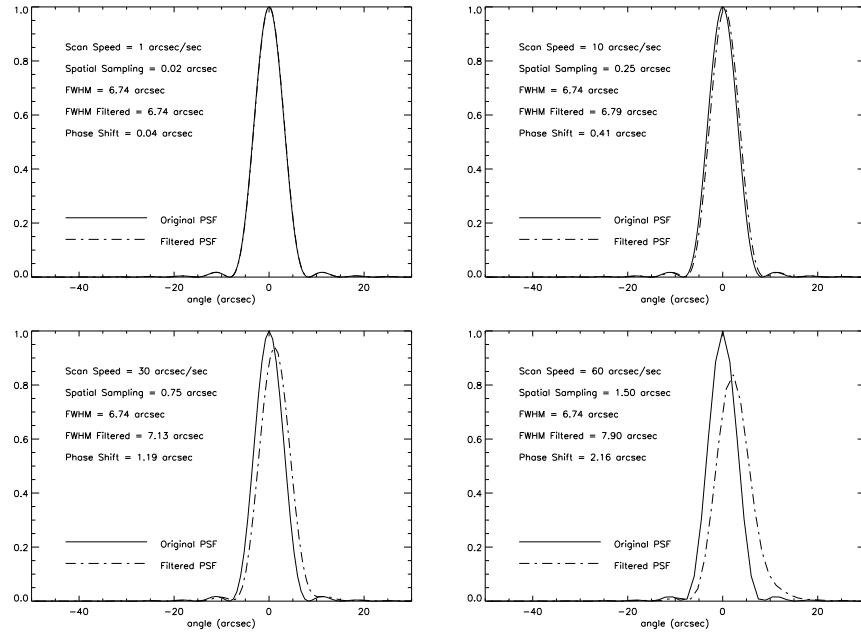


FIG. 7 – Plain line PSF represents the PSF 'on the sky' and the dot-dashed line corresponds to the filtered PSF for the maximum bandpass bias, *Bias2*, at 1, 10, 30 and 60 arcsec/sec scan speeds.

be compressed on-board by a factor 16 before downlink. The SPU<sup>11</sup> can only compress the data by a factor 4 without loss. The idea for the remaining factor 4 compression is to take the average of four consecutive images before downlinking the result to the ground. This on-board averaging procedure will inevitably lead to a loss of information but it has the great advantage of improving the SNR by a factor 2. However this 'compression' may not be the best solution for fast scans.

In fact, taking the average of four points is equivalent to applying an average filter and has the effect of smoothing the signal, i.e. broadening. An alternative to this on-board averaging is a brutal decimation, we keep one point out of four. At first sight it may seem useless to drop three quarters of the information but if one thinks of it, decimation would not broaden the PSF. In fact it is equivalent to sampling the signal at 10 Hz rather than 40 Hz. In that case the SNR would not increase but the PSF would not be spread either.

For example at 30 arcsec/sec the 'compression' by decimation would give a PSF 4% thinner than an average algorithm. We conclude that on-board averaging should stay the nominal way to compress the data but we might consider sampling at 10 Hz for fast scans.

<sup>11</sup>Software Processing Unit

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: <b>SAP-FIRST-NB-0688-05</b>		
	Date: Nov. 2005		
	Version: 1.0		
page 11			

Vscan (arcsec/sec)	1	10	30	60
<b>Contrast</b>	1	0.97	0.86	0.66
	<i>1</i>	<i>0.99</i>	<i>0.93</i>	<i>0.8</i>
<b>FWHM ratios</b>	1	1.02	1.19	1.41
	<i>1</i>	<i>1.01</i>	<i>1.07</i>	<i>1.2</i>
<b>Shift (arcsec)</b>	0	0.7	2.25	3.28
	<i>0</i>	<i>0.4</i>	<i>1.18</i>	<i>2.12</i>

TAB. 1 – PSF parameters derived at  $100\mu\text{m}$  for two bias settings. Top right numbers correspond to the optimal NEP setting and bottom left italic numbers correspond to the maximum bandpass setting.

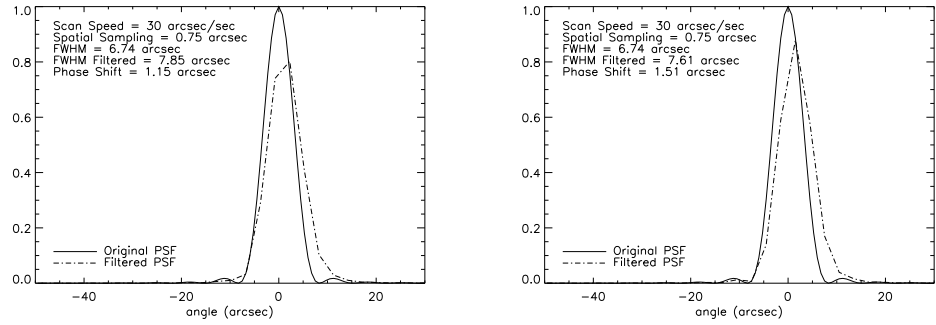


FIG. 8 – Left hand PSF is the result for a compression by averaging 4 points and right hand PSF represents a signal sampled at 10 Hz without averaging for a scan speed of 30 arcsec/sec. The PSFs are worst sampled in both cases but the decimation compression offer a thinner beam for elevated scan speeds.



<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: <b>SAP-FIRST-NB-0688-05</b>
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 12	

Note that we are also thinking of other ‘smart’ ways of compressing data while minimising information losses but the on-board processing capacity is highly limited so we cannot implement complicated processings.

### 3.3 Real-size pixel

Our study of the time constant and on-board averaging for an infinitely small pixel was the first phase of the more realistic case of a real-size pixel. We should now check that our results for a small pixel are still relevant for a finite size pixel (3.18 arcsec for the short-wavelength array and double this for long-wavelengths). Let’s take a one-dimensional single pixel detector and think about the consequences on the already derived results.

Implementing this one-pixel detector in the simulation presented in section 3.1 is rather simple, it consists of a ‘sliding sum’ on the timeline ; i.e. summing all the contributions from the signal falling on the pixel at a given time. This is equivalent to convolving the signal with a box  $n$  points wide,  $n$  being the size of the pixel in samples. This again has a smoothing effect on the signal. Since this sum occurs before the convolution by the time constant, the following simulation steps are unchanged and give similar results for the contrasts and FWHM ratios. Therefore the results derived in the first instance are still consistent with a real-size pixel.

Now the two-dimensional PSF obtained from a scan would be elongated in the direction of the scan, with the FWHM derived previously, and the FWHM in the direction perpendicular to the scan would be unaltered. This means the telescope exhibits an elliptical beam as described in [3].

Tackling the ‘real-world’ two-dimensional focal plane is a problem far more complicated and require a particular attention to spatial sampling. This would be the role of PACS simulator to investigate thoroughly the time constant effect and on-board averaging on a full scale scan.

## 4 Warnings and conclusions

The goal of this section is to give a critical view on the work presented in this document and evaluate the confidence we give to the obtained results.

The main concern is the uncertainties of bandpass measurements. As a matter of fact the experimental setup available in Saclay does not provide us with reliable temperature probing nor with suitable chopper motor temperature control. A proper calibration would require to keep all parameters constant while only one changes (e.g. chopper frequency) to study its impact on the behaviour of the bolometers. But it’s been very difficult to achieve this in the lab because of temperature elevations due to the cryogenic stepping motor dissipation. The calibration measurements should not suffer from such temperature uncertainties. Next is a list of parameters that weren’t fully controlled during the bandpass measurements and that might have lead us to erroneous time constant measurements :

- Overestimation of the bandpass due to a warm up of the BFP. In fact as the chopper runs faster, it dissipates a lot more energy in the cryostat and this has the effect of decreasing the impedance of the thermistor which results in a shorter time constant.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 13	

- The responsivity decreasing with temperature, the warm up of the BFP tends to reduce the amplitude of the chopped signal. This effect works in opposite direction to the first one and leads to an underestimation of the bandpass.
- Again the chopper dissipated energy might have influenced the emitting Black Bodies temperature<sup>12</sup> changing the flux falling on the detector. Therefore we lose the control of the flux variation required to measure amplitudes (see section 2.1) which leads to bandpass overestimation.

All these effects may not cancel out each others but it seems fair to say *we measured the bandpass cut off frequency within an error of about 10-15%*.

Now concerning the filters determination, we used a simple square wave as the input of the convolution (section 2.2) but it may not be representative of the real flux modulation. Figure 2 shows that the BB plateaus are different, the top one is longer than the bottom one (for the very slow modulation). Since the real modulation is not symmetric the filter determination is probably too simple and improvable but at the end it has a minor incidence on the final outcome, considering the uncertainties on the bandpass measurements.

Finally it is still unclear what the requirement is on acceptable PSF degradation ; further work should be done in this direction (spatial frequency cut off as a function of scan speed). A freeze frame observing mode has been proposed to map large sky areas faster<sup>13</sup> and without time constant effects, but considering the present results on PSF spreading and the constraints on telescope drift directions for freeze frame observations, the need to implement another observing mode in the AOT seems questionable. Note also that any reconstruction process might be tricky for fast scanned maps.

During the present test campaign in Saclay PACS bolometers were working well as expected and shown good performances. Bandpass measurements proved to be difficult with the actual test bench. Nonetheless our results on PSF broadening and on-board averaging are significant and still relevant to use in the simulator or for AOT preparations.

Instrument Level Test (ILT) will take place at Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) in Garching in 1st semester 2006 and should give more accurate measurements.

Meanwhile we are considering implementing different options in the Astronomical Observing Template (AOT) for scan observations depending on the object and the scan speed ; the nominal one giving an optimal sensivity and the on-board averaging.

<sup>12</sup>we do not fully understand why this should be so but it could be due to temperature probe problems.

<sup>13</sup>see S. Pezzuto note for more details

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 14	

## A Bandpass and background flux

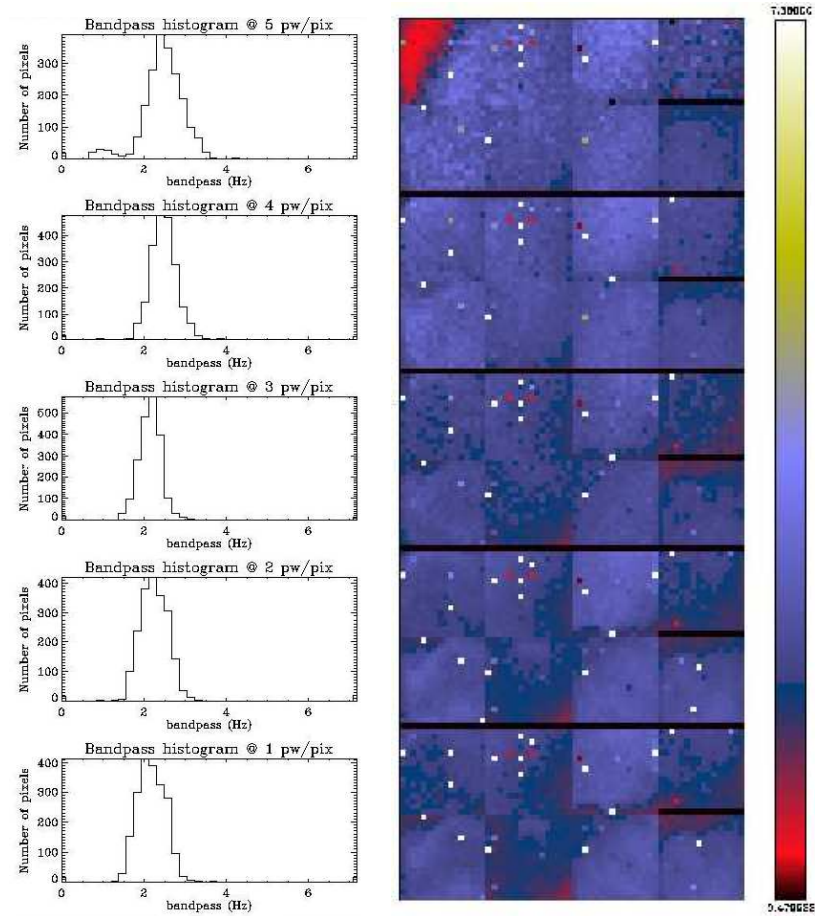


FIG. 9 – Results of bandpass measurements for a bias of 1.8V. The NEP is not optimal and the bolometers are too slow. The top left corner corresponds to a saturation of the readout electronics.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
	page 15

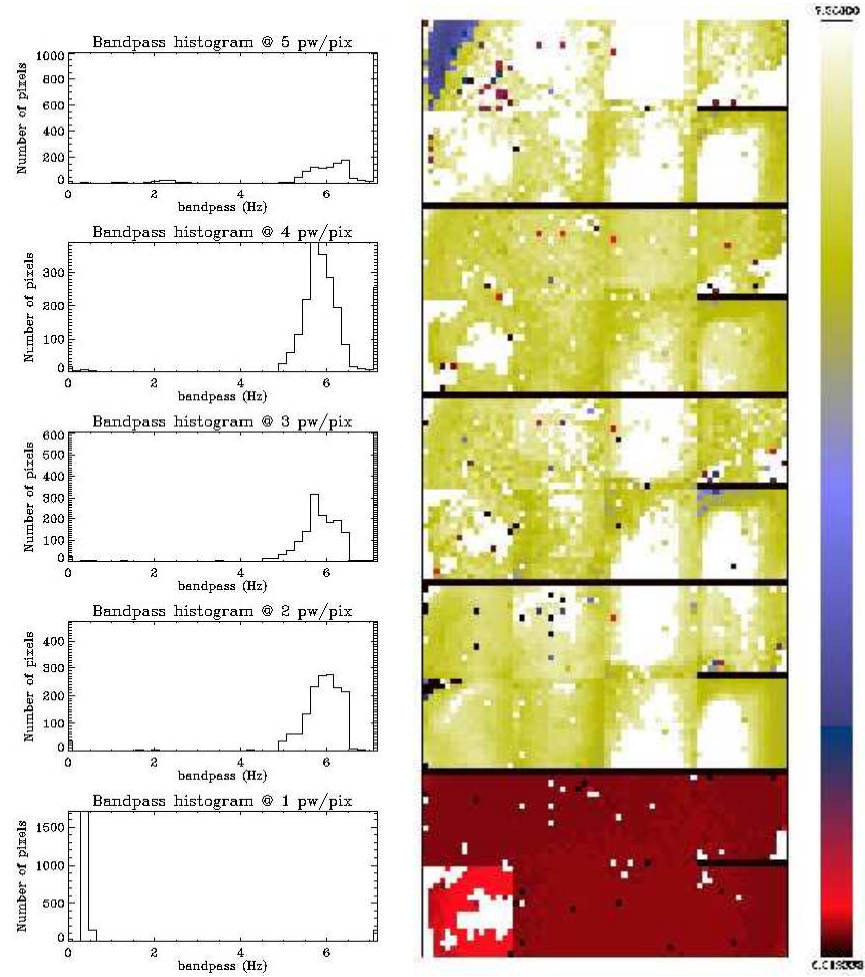


FIG. 10 – Results of bandpass measurements for a bias of 3.5V. The NEP is not optimal but this setting gives better bandpass, about 6Hz. The 1pW/pix measures are not representative due to saturation problems. The blank patches on the other maps indicates a bandpass over 7.36Hz, the maximum frequency attainable with our chopper in Saclay.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: <b>SAp-FIRST-NB-0688-05</b>
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 16	

## B PSF broadening

Vscan (arcsec/sec)	Contrast	FWHM ratios	Shift (arcsec)
<b>1</b>	1 <i>1</i>	1 <i>1</i>	0 <i>0</i>
<b>3</b>	0.998 <i>0.999</i>	1.001 <i>1</i>	0.2 <i>0.12</i>
<b>6</b>	0.992 <i>0.997</i>	1.006 <i>1.002</i>	0.4 <i>0.25</i>
<b>12</b>	0.97 <i>0.988</i>	1.026 <i>1.01</i>	0.8 <i>0.5</i>
<b>18</b>	0.94 <i>0.97</i>	1.05 <i>1.02</i>	1.2 <i>0.74</i>
<b>24</b>	0.90 <i>0.957</i>	1.09 <i>1.04</i>	1.5 <i>0.97</i>
<b>30</b>	0.86 <i>0.937</i>	1.13 <i>1.057</i>	1.9 <i>1.19</i>

TAB. 2 – PSF parameters at  $110\mu m$  obtained from the simulation for realistic scan speeds. Top right numbers corresponds to optimal NEP bias and italic bottom left ones to maximum bandpass setting.

<b>PACS</b> <b>Herschel</b>	Document: SAp-FIRST-NB-0688-05
	Date: Nov. 2005
	Version: 1.0
page 17	

## Références

- [1] Richards P.L., *Bolometers for infrared and millimeter waves*, 1994, J. Appl. Phys. 76(1).
- [2] Agnèse P. et al, *Filled bolometer arrays for Herschel/PACS*, Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. Proceedings of the SPIE, Volume 4855, pp. 108-114 (2003).
- [3] Hanany S. et al, *The effect of the detector response time on bolometric cosmic microwave background anisotropy experiments*, 1998, Mon. Not. Astron. Soc. 299, 653-660.
- [4] Reichertz L. A. et al, *The fast scanning observing technique for millimeter and submillimeter astronomy*, 2001, A&A 379, 735-739.



## Annexe B

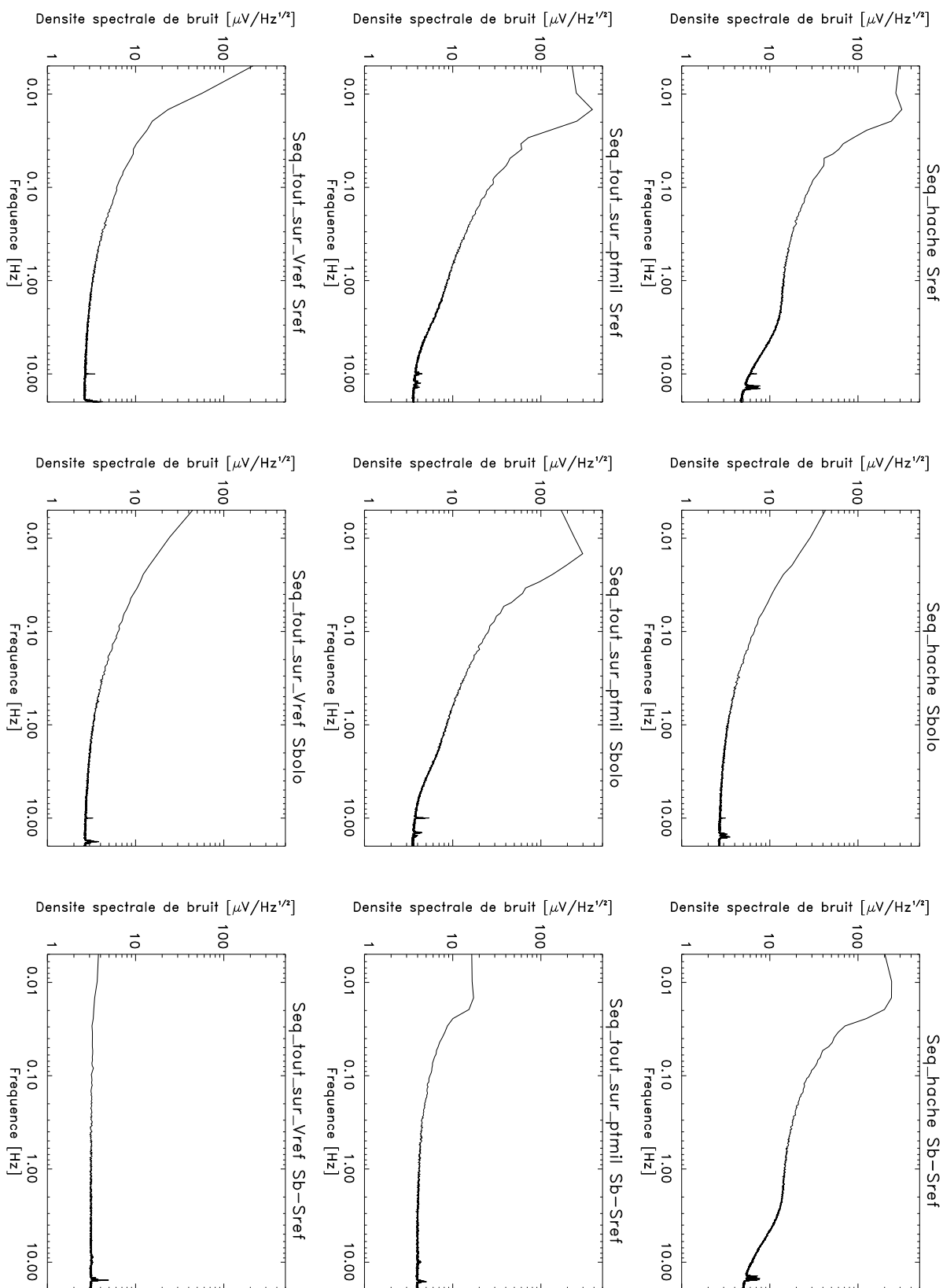
# Densités spectrales des 9 combinaisons du séquenceur PACS

Cette figure contient les densités spectrales de bruit mesurées pour chacun des 9 séquenceurs possible pour les matrices du Photomètre PACS. La description du séquenceur est donnée dans la section 3.3.2, et les densités spectrales de bruit des principaux séquenceurs du Photomètre sont discutées dans la section 5.4.1.

- La ligne du haut correspond au mode de lecture DDCS ( $CKRL_{h-l}$  et  $VDECX_{h-l}$  commutent à 1280 Hz pour échantillonner alternativement  $V_{bolo}$  et  $V_{ref}$ ).
- La ligne du milieu correspond au mode de lecture Direct en échantillonnant seulement le signal bolométrique  $V_{bolo}$  ( $CKRL_{h-l} = 0$  V,  $VDECX_{h-l} = 2$  V).
- La ligne du bas correspond au mode de lecture Direct en échantillonnant seulement le signal de référence  $V_{ref}$ .
- La colonne de gauche correspond à la première conversion réalisée par BOLC.
- La colonne du milieu correspond à la deuxième conversion réalisée par BOLC.
- La colonne de droite correspond à la différence des deux conversions réalisées par BOLC.

La « bosse » présente dans les spectres lorsque le signal bolométrique est échantillonné correspond à une période de 1 minute, c'est la période d'asservissement de la température des corps noir et de la structure 4 K du PhFPU, elle n'est donc pas reliée aux performances des détecteurs.

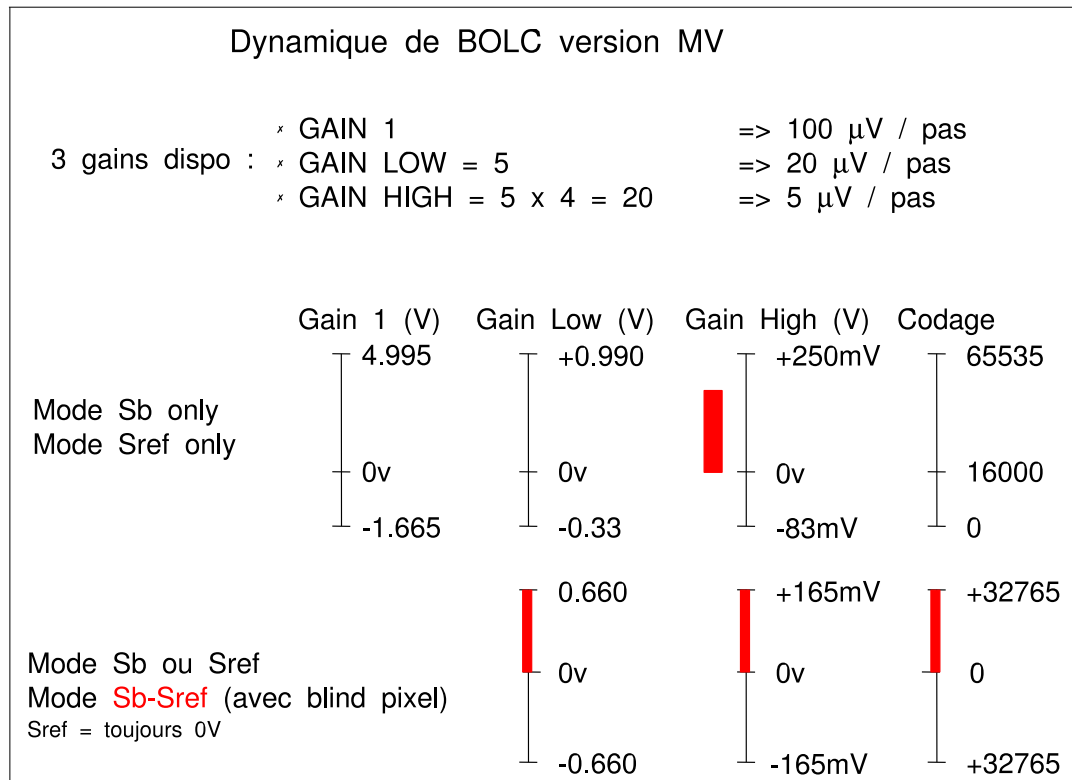




## Annexe C

# La dynamique de BOLC

Ce document présente la dynamique des convertisseurs numériques (ADC 16 bits) de l'électronique chaude dans les trois gains disponibles et pour les trois modes de lecture offerts par BOLC. Ce document a été nécessaire pour automatiser le réglage des bolomètres en donnant des contraintes sur les tensions d'entrée de BOLC.





## Annexe D

# Configuration des plans focaux de vol du Photomètre PACS

Les deux documents de cette annexe montrent la configuration des plans focaux de vol du Photomètre PACS et permettent l'identification des différents sous-systèmes. Nous y trouvons des informations sur :

- La géométrie des plans focaux, c'est-à-dire la position relative des matrices, et l'emplacement du doigt froid connecté au cryo-réfrigérateur.
- Le numéro des limandes utilisées pour connecter les différents étages électroniques (2 K-4 K et 2 K-0.3 K),
- le numéro des Sous-Module Buffer (SMB) qui contiennent chacun un BU (étage 2 K). Les SMB bleus contrôlent deux matrices alors que les SMB rouges contrôlent une seule matrice.
- Le numéro et le type de dopage des Sous-Module Détection (SMD). Les SMD bleus contiennent deux matrices de type 2.5 et les rouges en contiennent une seule de type 2 (plus impédante que les type 2.5).
- Le numéro et la provenance des CL et CD de chaque matrice constituant les SMD.

Plan de vol BLEU PACS 05-15				
Configuration Réalisée			Réf : DOPT/SLIR 05-495 JLP	
<div>Strap 0.3K</div>				
Limande 2K-4K 1A N° 1327-05-12 A		Limande 2K-4K 2B N° 1327-05-15 B		
Limande 0.3K-2K CICOREL + Coverlay Lot 5198-01 N°54  SMB 1A SMB N° 04-11 RI Lot VII tr 3 N°5A BU Lot II tr 3 N° 14 PI 2K N° 26A (Ex-test 2)  Limande 0.3K-2K CICOREL + Coverlay Lot 5198-01 N°56	SMD 1 SMD 04-34 MV1 Bleu Type 2,5 CL: Lot II tr 03 N°35 CD Lot 47-63 P 19 M 2 PI 0,3K N° 102 TriLir 6 – Ex-test 2	SMD 5 SMD 04-17 MV1 Bleu Type 2.5 CL: Lot II tr 10 N° 35 CD Lot 47-63 P 19 M 3 PI 0,3K N° 120 TriLir 2 - Ex-test 1	Limande 0.3K-2K CICOREL + Coverlay Lot 3869-01-N°30  SMB 2B SMB N° 04-12 RI Lot VII-1-6 BU Lot II-3-5 PI 2K N° 23B (Ex-test 1)  Limande 0.3K-2K CICOREL + Coverlay Lot 3869-01-N°32	
	SMD 2 SMD 04-35 MV1 Bleu Type 2,5 CL: Lot II tr 12 N°8 CD Lot 47-63 P 19 M 6 PI 0,3K N° 107 TriLir 6 - Ex-test 2	SMD 6 SMD 04-16 MV1 Bleu Type 2.5 CL : Lot II tr 10 N°34 CD Lot 47-63 P 19 M 1 Contact substrat 2.5 PI 0,3K N° 118 TriLir 2 - Ex-test 1		
IF Com. 2K N° 2406-18	IF Com 0,3K N° 2203-11		IF Com. 2K N° 2406-19	
Limande 0.3K-2K CICOREL + Coverlay Lot 5198-01-N° 123  SMB 4B SMB N° 04-13 RI Lot VII-3-2 BU Lot II-3-16 PI 2K N° 24B (Ex-test 1&4)  Limande 0.3K-2K CICOREL + Coverlay Lot 5198-01-N° 125	SMD 3 SMD 05-12 MV1 Bleu Type 2,5 CL Lot II Tr 16 N° 24 CD Lot 47-63 P19 M8 PI 0,3K N° 145 TriLir 12 - Ex-test 4	SMD 7 SMD 04-42 MV1 Bleu Type 2,5 CL Lot II Tr 12 N° 19 CD Lot 47-63 P19 M12 PI 0,3K N° 153 TriLir 7 - Ex-test 4	Limande 0.3K-2K CICOREL + Coverlay Lot 5198-01- N°73  SMB 3A SMB N° 04-32 RI Lot VII tr 3 N°3 BU Lot II tr 16 N°17 PI 2K N° 29A (Ex-test 3)  Limande 0.3K-2K CICOREL + Coverlay Lot 5198-01- N°114	
	SMD 4 SMD 05-14 MV1 Bleu Type 2,5 CL Lot II Tr 16 N° 26 CD Lot 47-63 P19 M11 PI 0,3K N° 103 TriLir 12 – Ex-test 4	SMD 8 SMD 05-07 MV1 Bleu Type 2,5 CL Lot II Tr 16 N° 23 CD Lot 47-63 P19 M05 PI 0,3K N° 137 Trilir 11 - Ex-test 4		
Limande 2K-4K 4B N° 1327-05-13 B	Box 1 2508-05 Box 2 2501-14 Fond 2502-14 Strap 2217-34 Structure 2108-18		Limande 2K-4K 3A N°1327-05-14 A	
	Fonction	Nom	Date	Visa
Rédaction	Hybridation & Assemblage	Jean Louis Pornin Jean Charles Cigna		
Vérification	Chef de Projet Resp. Scientifique	Alain Beguin Patrick Agnèse		
Approbations	RAQP	Jacques Carcey		

Projet PACS

**Configuration Définitive FM1 Vol rouge**

Le 24/08/2005

page 1/1

**PACS 05-17\_FM 1 Vol rouge***Config Définitive* Remplacement du SMB05-03 par le SMB04-30

Démonté le 23 août 2005, testé le 24 août 2005

Limande 2K-4K 1A <b>N° 1327-05-16A</b>		<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; text-align: center;"> <b>Strap</b>  <b>0.3K</b> </div>		
<u>SMB 1A</u>  <b>SMB N° 04-27</b> RI Lot VII tr 12N°3 A BU Lot II tr 16 N°15 PI 2K N° 23A (Ex-test 3)  <i>Limande 0,3K-2K</i> CICOREL + Coverlay <b>Lot C 6251 01-</b> <b>N°138</b>	<u>SMD 1</u>  <b>SMD 05-23</b> MV1 Bleu Type 2 CL: Lot II tr 22 N°10 CD Lot 47-63 P 17 M 11 <b>PI 0,3K N° 162</b> TriLir 14 – Ex-test 5			
	IF 2K BU00 Réf. 2406-25		IF Com 0,3K N° 3203-11	
<u>SMB 2 B</u>  <b>SMB N° 04-30</b> RI Lot VII tr 11 N°4 B BU Lot II tr 16 N°8 PI 2K N° 32B (Ex-test 3)  <i>Limande 0,3K-2K</i> CICOREL + Coverlay <b>Lot C 6251 01-</b> <b>N°142</b>	<u>SMD 2</u>  <b>SMD 05-26</b> MV1 Bleu Type 2 CL : Lot II tr 22 N°16 CD Lot 47-63 P 17 M 13 <b>PI 0,3K N° 166</b> TriLir 14 – Ex-test 5			
	Limande 2K-4K 4B <b>N° 1327-05-18</b>		Box 1 3508-04 Box 2 3501-04 Fond 3502-04 Strap 2217-35 Structure 2108-16	
	Fonction	Nom	Date	Visa
Rédaction	Hybridation & Assemblage	Jean Louis Pornin Jean Charles Cigna		
Vérification	Chef de Projet Resp. Scientifique	Alain Beguin Patrick Agnèse		
Approbations	RAQP	Jacques Carcey		

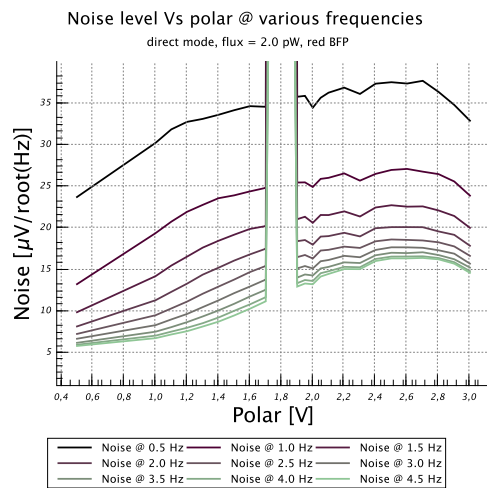
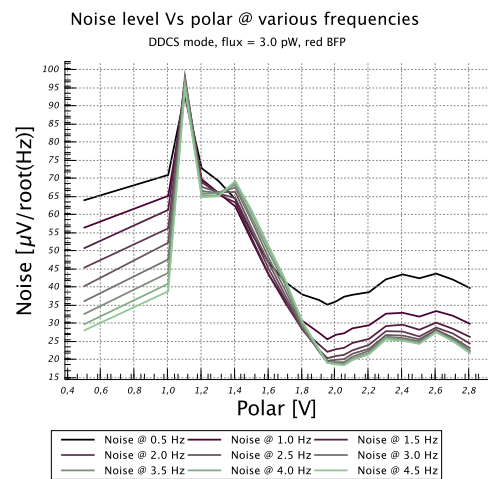
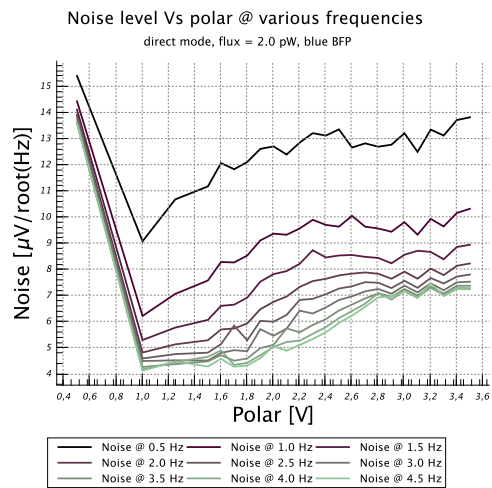
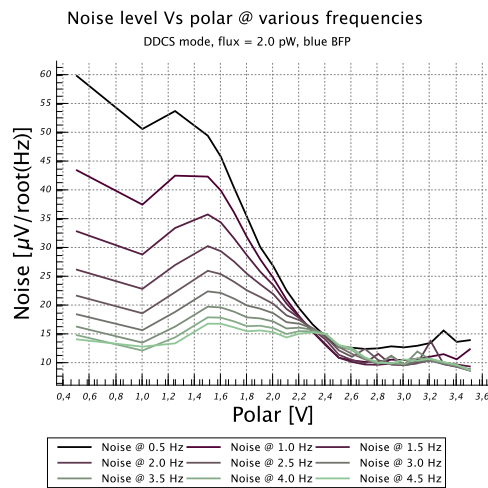


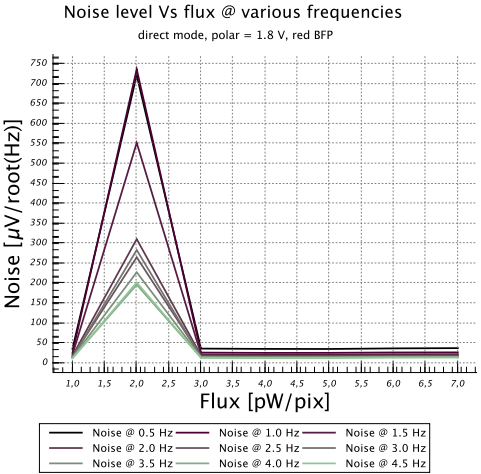
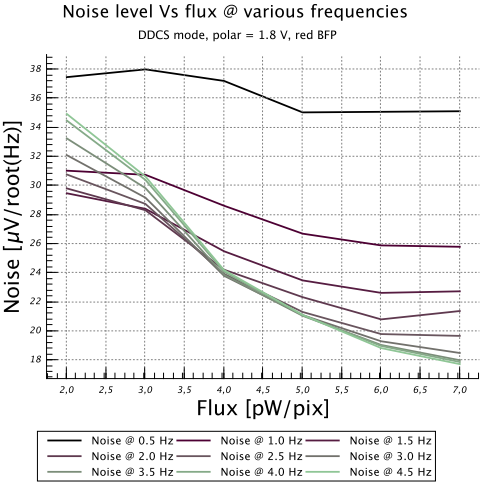
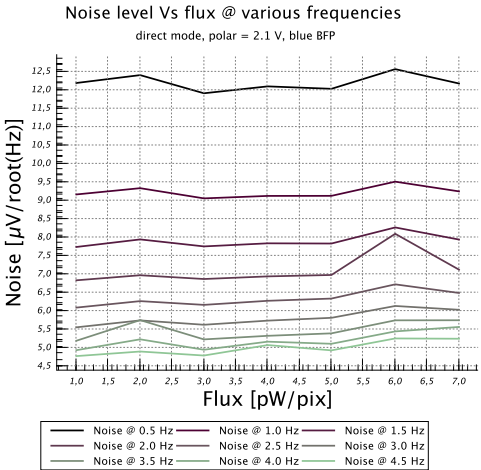
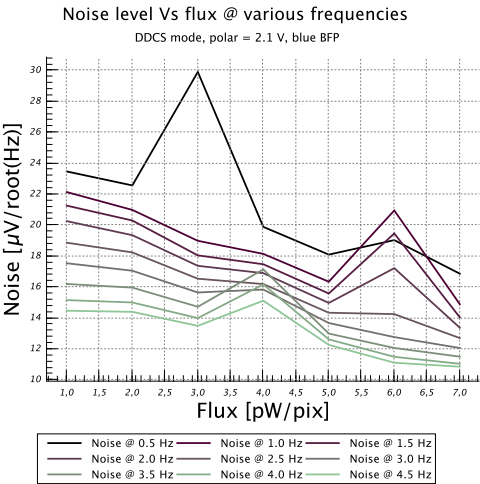
## Annexe E

# Estimateur et densités spectrales de bruit

Les deux premières figures présentées dans cette annexe montrent l'évolution de l'estimateur du niveau de bruit en fonction de la tension de polarisation, du flux incident et du mode de lecture. Les deux courbes suivantes montrent les densités spectrales de bruit correspondantes. Ces courbes ont été calculées sur des échantillons de 4 minutes obtenus lors des mesures de bruit en gain fort durant la campagne d'étalonnage de PACS au MPE, Garching.



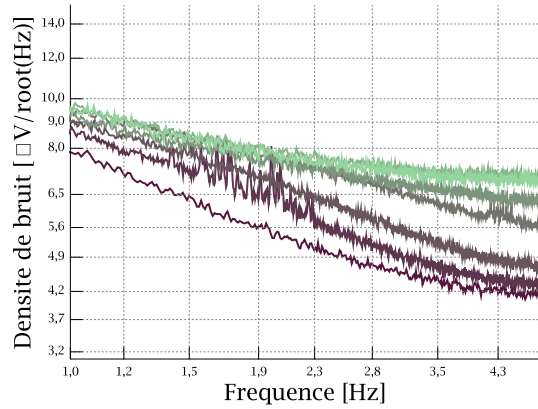




## Direct

Spectres de bruit moyens sur le BFP bleu

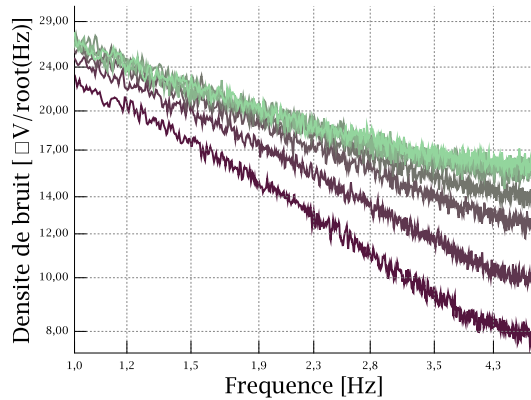
Mode direct, flux = 3.0 pW/pix



tension 1.5V    tension 1.8V    tension 2.1V    tension 2.4V  
tension 2.7V    tension 3.0V    tension 3.3V

Spectres de bruit moyens sur le BFP rouge

Mode direct, flux = 3.0 pW/pix

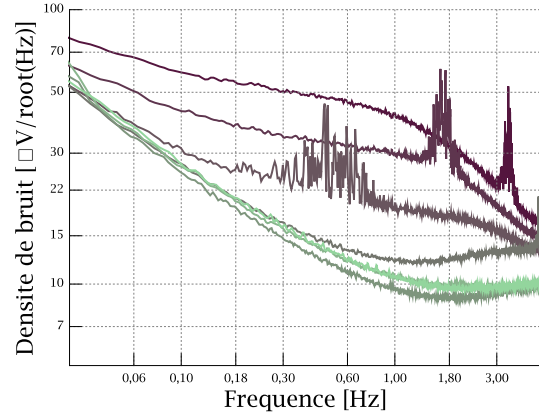


tension 1.2V    tension 1.5V    tension 1.8V    tension 2.0V  
tension 2.2V    tension 2.5V    tension 2.8V

## DDCS

Spectres de bruit moyens sur le BFP bleu

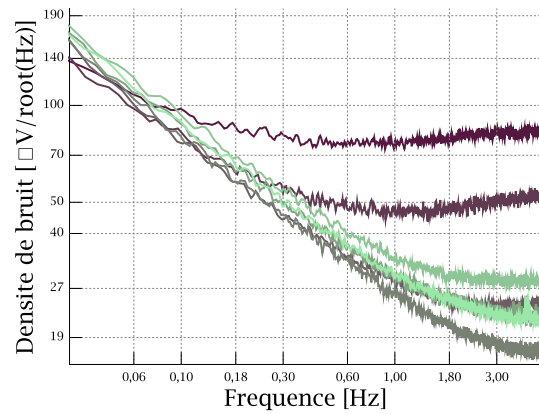
Mode DDCS, flux = 3.0 pW/pix



tension 1.5V    tension 1.8V    tension 2.1V    tension 2.4V  
tension 2.7V    tension 3.0V    tension 3.3V

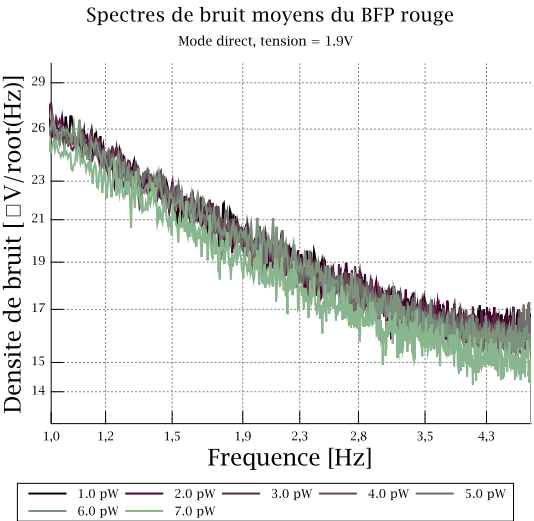
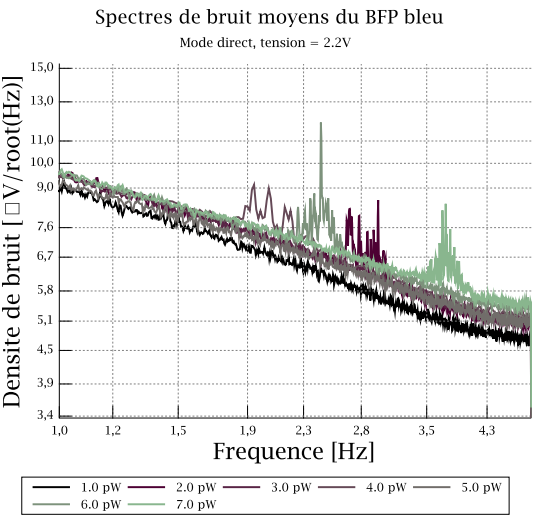
Spectres de bruit moyens sur le BFP rouge

Mode DDCS, flux = 4.0 pW/pix



tension 1.2V    tension 1.5V    tension 1.8V    tension 2.0V  
tension 2.2V    tension 2.5V    tension 2.8V

Direct



DDCS

